

Messung der Komponente $A_{yy}(90^\circ)$ des
Spinkorrelationstensors an einem polarisierten
Niederenergie-Protonentarget

von
Klaus Frank
aus
Nürnberg

1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548222_0080

Messung der Komponente $A_{yy}(90^\circ)$ des
Spinkorrelationstensors an einem polarisierten
Niederenergie-Protonentarget

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Klaus Frank

aus

Nürnberg

Als Dissertation

genehmigt von den

Naturwissenschaftlichen Fachbereichen der
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

29. November 1978

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. E. Schweizer

Erstberichterstatter : Prof. Dr. H. Kuiper

Zweitberichterstatter : Prof. Dr. J. Christiansen



Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. <u>Problemstellung</u>	1
1) <u>Warum Polarisierte Targets?</u>	1
a) Symmetrie der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung	1
b) Bestimmung der Nukleon-Nukleon-Streumatrix	1
2) <u>Definitionen</u>	4
a) Die Spin-Dichtematrix $\mathcal{G}$	4
b) Die Streuamplitudenmatrix M	6
c) Transformation der Spin-Dichtematrix	7
d) Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pol.	7
3) <u>Phänomenologische Gestalt der Nukleon-Nukleon-Streumatrix</u>	10
4) <u>Streuphasenanalyse</u>	12
5) <u>Mögliche Experimente unter Verwendung eines polarisierten Targets</u>	15
6) <u>Definition der Größen A_{yy} und A_{xx}</u>	21
7) <u>Zusammenhang der Größen A_{yy} und A_{xx} mit den Streuphasen</u>	25
8) <u>Zusammenhang der Triplettstreuphasen mit den Größen des Streupotentials</u>	26

II. <u>Experimenteller Aufbau</u>	28
1) <u>Der polarisierte Protonenstrahl</u>	29
1.1 Erzeugung mit einer Lambshift-Quelle (LSQ)	29
1.2 Spinumschaltung in der LSQ	30
2) <u>Strahlpolarisationsmessung mittels eines Kaltgas ^4He-Polarimeters</u>	31
3) <u>Supraleitender Magnet und Einsatzkryostat</u>	33
4) <u>Polarisiertes Target</u>	37
4.1 Allgemeine Grundlagen	37
4.2 Lanthan-Magnesium-Nitrat-Kristall (LMN)	38
4.3 Mikrowellensystem	42
4.4 Messung der Targetpolarisation	44
5) <u>Teilchennachweissystem</u>	48
5.1 Polarimeter	48
5.2 Polarisiertes Target	48
6) <u>FN-Tandembeschleuniger</u>	56
7) <u>Zusammenfassung</u>	56

III. <u>Durchführung und Auswertung der A_{yy}-Messungen</u>	57 a
A) <u>Durchführung der Messungen</u>	57 a
1) <u>Reale experimentelle Bedingungen</u>	58
1.1 Stromasymmetrien	58
1.2 Homogene Ausleuchtung	59
1.3 Polarisationsasymmetrien	60
1.4 Ag-Analysierstärke	61
1.5 Optimale Dosis, Zerlegung in Einzelschüsse	62
1.6 Endliche Geometrie	62
1.7 A_{xx} -Komponentenbeimischung	65
2) <u>Kurzbeschreibung des experimentellen Vorgehens</u>	65
2.1 Vor dem eigentlichen Streuexperimente	65
a) Präparation des Targetkristalls	65
b) Präparation des Mikrowellenresonators	65
c) Messungen am Mikrowellenspektrometer	66
2.2 Während des Streuexperiments	66
B) <u>Auswertung der A_{yy}-Messungen</u>	68
1) <u>Vorbemerkungen</u>	68
2) <u>Berechnungen der Korrekturen</u>	70

2.1	Allgemeine Betrachtungen	70
2.2	Bestimmung von δ und π	73 a
2.3	Strahlenschäden und inneres Feld	74
2.4	Polarisationsabfall und Strahlenschäden	75
2.5	A_{yy} -Auswertung unter Berücksichtigung von Strahlenschäden	77
3)	<u>Kurzfassung der Auswertung</u>	78
4)	<u>Zusammenstellung der verwendeten Symbole</u>	79
IV.	<u>Experimentelle Ergebnisse</u>	82
1)	<u>Tabellen und Werte</u>	82
2)	<u>Diskussion der Werte</u>	84
V.	<u>Ausblick</u>	86
VI.	<u>Anhang</u>	87
Anhang A:	Auswertung der "Silberpeaks"-Bestimmung von δ	87
Anhang B:	Bestimmung der mittleren Targetpolarisation $\bar{p}_i$ während des i-ten Schusses	91
Anhang C:	Bestimmung der Strahlpolarisation, der Strahlpolarisationsasymmetrie π und der Geometriekorrekturen $g_{\pm}$	102

	Seite
Anhang D: Auswertung der Koinzidenzspektren	106
Anhang E: Elastische Streuung von polarisierten Protonen an der Silberfolie	112
Anhang F: Strahlhomogenisierung	116
Anhang G: Externe Steuerung der Spinumschaltung mit Übergangszeitkorrektur	123
Anhang H: Messungen zur Bestimmung der Targetpolarisation	125
Anhang I: Beschreibung der Observablen der Nukleon-Nukleon-Streuung	133
Anhang K: Literaturverzeichnis	142

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit wurde am polarisierten Protonentarget des Erlanger FN-Tandembeschleunigers durchgeführt. Dieses Target zeichnet sich dadurch aus, daß es Streuexperimente mit polarisierten Protonen bei Einschußenergien im Bereich um 10 MeV ermöglicht.

Bekanntlich ist die Proton-Proton-Streuung zur Zeit eines der besten Mittel zur experimentellen Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, da die Genauigkeit der Experimente mit Protonen beträchtlich höher ist als die Genauigkeit von Experimenten mit Neutronen.

Die Analyse der vorliegenden experimentellen Ergebnisse zeigt, daß im Energiebereich unter 20 MeV nur wenige experimentelle Daten über die Proton-Proton-Streuung vorliegen und diese Ergebnisse allein es bisher nicht erlauben, mit großer Genauigkeit die einzelnen Streuphasen und deren Eindeutigkeit zu bestimmen. Vielmehr stammen die bisherigen Informationen über das Verhalten der Streuphasen und Mischungsparameter im wesentlichen aus Extrapolationen von höheren Energien her. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit weiterer Experimente im Nukleon-Nukleon-System bei niedrigen Energien. Ziel dieser Arbeit war es, erstmals die Komponente A_{yy} des Spinkorrelationstensors für Proton-Proton-Streuung unter dem Streuwinkel $\theta = 90^\circ$ im Schwerpunkt-System direkt zu messen. Bisher liegt nur eine Messung des Verhältnisses der Komponenten A_{yy}/A_{xx} bei 11.4 MeV und höher vor. Grundsätzlich lassen sich die Komponenten des Spinkorrelationstensors auch aus Dreifachstreuexperimenten bestimmen, deren Genauigkeit aber durch zu niedrige Zählraten beschränkt ist. Daher ist es sinnvoll, diese Untersuchungen am Proton-Proton-System mit höherer Genauigkeit mittels eines polarisierten Protonenstrahls und eines polarisierten Protonentargets durchzuführen, obwohl Messungen dieser Art für ihre Schwierigkeit bekannt sind.

Durch diese Messung der Spinkorrelationskoeffizienten bestimmt man andere, zum Teil einfachere Kombinationen der einzelnen Streuphasen als durch die Messung vom differentiellen Wirkungsquerschnitt oder der Polarisation.

Es zeigt sich weiterhin, daß für den Streuwinkel $\theta = 90^\circ$ im Schwerpunktsystem gewisse einfache Kombinationen vom differentiellen unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und bestimmten Spinkorrelationskoeffizienten ein direktes Maß für die Aufspaltung der 3P -Streuphasen ergeben. Ihre Messung eröffnet damit den Zugang zur Bestimmung der relativen Stärke von Spin-Bahn- und Tensoranteil der Nukleon-Nukleon-Kraft bei niedrigen Energien.

Aus den vorgelegten Messungen der Komponente A_{yy} (90°) des Spinkorrelations-tensors bei 10 MeV ergibt sich als Mittelwert:

$$A_{yy}(90^\circ, 10 \text{ MeV}) = -0.985 \pm 0.027$$

Damit befindet sich dieses direkt gemessene $A_{yy}(90^\circ)$ in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Messungen des Verhältnisses A_{yy}/A_{xx} bei höheren Energien. Zusammen mit einem daraus abgeleiteten theoretischen Wert von $A_{xx}(90^\circ, 10 \text{ MeV})$ wurde das Verhältnis Δ_{LS}/Δ_T bestimmt zu:

$$\Delta_{LS}/\Delta_T = -0.20 \pm 0.42$$

Mit diesen am Erlanger polarisierten Protonentarget gewonnenen Ergebnissen wird erstmals gezeigt, daß auch bei niedrigen Teilchenenergien Messungen zur direkten Bestimmung von Spin-Korrelationsparametern möglich und durchführbar sind.

I. Problemstellung

1. Warum Experimente mit polarisierten Targets?

Polarisierte Targets sind von großem Interesse und in weitem Gebrauch in der Hochenergiephysik. Benutzt man dort solche Targets, so ist es möglich, aus ihrer Anwendung verschiedene Eigenschaften von Elementarteilchen, wie z.B. Spinabhängigkeit der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung zu erforschen, Formfaktoren zu bestimmen, Streumatrizen zu bestimmen, Paritätseigenschaften zu untersuchen usw. Sie sind wirksame Werkzeuge, den Problemen nachzugehen, die die Symmetrien der Elementarteilchenphysik in Bezug auf kontinuierliche und diskrete Transformationen betreffen. Ausführlich sind Experimente mit polarisierten Targets in der Hochenergiephysik in (1,2,3,4,5) beschrieben.

Seit in (3,6,7,8,9,10) über polarisierte Targets für die Verwendung bei niedrigen Streuenergien (≤ 25 MeV) berichtet wurde, ist es wichtig, die Nützlichkeit dieser Targets bei Energien unter 25 MeV zu betrachten. Es sind zwei Problemkreise, wo Experimente mit polarisierten Targets weiterhelfen können:

a) Symmetrie der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

b) Bestimmung der Nukleon-Nukleon-Streumatrix

zu a)

Gegenwärtig besteht immer noch keine befriedigende Theorie der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkung. Deshalb ist es notwendig, die größtmögliche Information zu erhalten bei gleichzeitig minimalen Annahmen und ohne konkrete dynamische Modelle. Die übliche Verwendung gruppentheoretischer Methoden, dabei ausgehend von Symmetrien in den Raum-Zeit-Koordinaten und Symmetrien in abstrakten Räumen, wie Isospin-Raum z.B., müssen einer experimentellen Prüfung unterzogen werden.

Bei niedrigen Energien erlauben es Streuexperimente ($\vec{p}-\vec{p}$, $\vec{n}-\vec{p}$ usw.) mit polarisierten Targets grundsätzlich, die Invarianz der Kernkräfte in Bezug auf Raumspiegelung und Zeitumkehr und ihre Ladungsunabhängigkeit zu überprüfen.

Die allgemeine Form der Streumatrix wird nämlich dargestellt unter der Annahme von Invarianzen in Bezug auf kontinuierliche Gruppen (Drehungen und Galilei-Transformationen, Lorentz-Invarianz in der relativistischen Theorie) und diskrete Gruppen (Teilchenvertauschungen, Zeit- und Raumspiegelungen). Aus den bisher vorliegenden Daten ist zu entnehmen, daß die in irgendeiner Form vorliegende Verletzung einer dieser Invarianzen bei der Nukleon-Nukleon-Streuung sehr klein sein muß. Andererseits folgt aus der Theorie der schwachen Wechselwirkung, daß eine direkte schwache Wechselwirkung zwischen den Nukleonen vorliegen kann. Sie interferiert dann mit der Kernwechselwirkung, was zu einer Paritätsverletzung führt. Nach neueren Arbeiten ⁽¹¹⁾ ist die Größenordnung solch eines Effekts sehr klein ($10^{-6} - 10^{-8}$), so daß es fraglich erscheint, diese Genauigkeit mit Experimenten an polarisierten Targets zu erreichen, obwohl die experimentelle Bestimmung als sehr wichtig erscheint. Näheres mit weiteren Experimenten in ^(11,12,13).

zu b)

Eine der wichtigsten und immer noch ungelösten Fragen in der Kernphysik ist die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Bei Energien unter 25 MeV wird die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gewöhnlich beschrieben durch ein nicht-relativistisches Potential, dessen exakte Gestalt unbekannt ist. Kenntnisse über dieses Potential erhält man über eine Streuphasenanalyse der experimentellen Ergebnisse der Nukleon-Nukleon-Streuung.

Die größtmögliche Information, die man aus diesen Streuexperimenten erhält, ist die exakte Kenntnis der Streumatrix als Funktion der Energie und des Winkels. Dazu ist es notwendig, das sogenannte "vollständige" Experiment durchzuführen.

In Analogie zum spinlosen Fall läßt sich die Streumatrix M für den allgemeinen Fall definieren, wenn beide Teilchen oder ein Teilchen Spin $1/2$ (o.B.d.A.) besitzen. Die Elemente von M liefern alle Streuamplituden (unter Einbeziehung der Coulombstreuung, welche nicht explizit aufgeführt ist), welche die verschiedenen magnetischen Zustände im Eingangskanal überführen in diejenigen des Ausgangskanals. Die phänomenologische Gestalt der M -Matrix erhält man unter Berücksichtigung der bereits erwähnten Erhaltungssätze. So ergibt sich z.B. für die gesamte Proton-Proton-Streuamplitude eine Funktion, die durch fünf komplexe Koeffizienten bestimmt ist. Diese fünf Koeffizienten sind in bilinearer Weise indirekt mit den Observablen eines "vollständigen" Experiments verknüpft (s. Abs. 3.4).

Einen anderen Zugang zur Streuamplitudenmatrix M erlaubt der sogenannte "dynamische" Formalismus. M ergibt sich dabei als Matricelement des $\hat{T}$ -Operators (nicht zu verwechseln mit dem Isospinoperator T !) zwischen Impulseigenzuständen (k, k' Impulse im cm-System vor und nach der Streuung):

$$M(k, k') = - \frac{m_{12}}{2 \pi \hbar^2} \langle k | \hat{T} | k' \rangle$$

$\hat{T}$ wiederum erhält man durch Lösung der Lippmann-Schwinger Integral-Gleichung. Dies führt mittels der Unitaritätseigenschaft von der mit der $\hat{T}$ -Matrix verknüpften S -Matrix direkt zu den Eigen-Streuphasen und Mixing-Parametern ⁽¹⁴⁾ von Blatt und Biedenharn.

Die so gewonnene Streumatrix läßt dann in allgemeiner Form (ohne Rücksicht auf den speziellen Einzelfall) alle Polarisationsphänomene theoretisch behandeln. Ausführlich ist dieser Formalismus in ^(15,16,17) beschrieben.

Ausgehend von der phänomenologischen M -Matrix-Gestalt kann man die fünf Koeffizienten durch die Streuphasen aus der Partialwellenentwicklung darstellen. Somit bilden die Streuphasen, welche ja über die Koeffizienten mit den Observablen der Experimente zusammenhängen, eine Brücke zwischen Experiment und Potentialdarstellung. Die Darstellung der einzelnen Streuamplituden (identisch mit den fünf Koeffizienten) mittels den Streuphasen stammt unter Einbeziehung der Coulomb-Streuamplituden von Raynal ⁽¹⁸⁾.

Der Gebrauch eines polarisierten Protonentargets zusammen mit einem polarisierten Protonenstrahl erlaubt es auf einfache Weise, gewisse Observable des "vollständigen" Experiments zu messen, welche darüberhinaus auf einfache Weise von den Streuphasen abhängen.

2. Definitionen

a) Spin-Dichtematrix ρ

Unter reellen experimentellen Bedingungen ist es gewöhnlich notwendig, die Streuung nicht eines bestimmten Teilchens an einem anderen zu untersuchen, sondern die eines Teilchenstrahls, der aus einer großen Anzahl von Teilchen besteht, an einem Target, welches ebenfalls viele Teilchen enthält. Diese Systeme mit Wellenfunktionen zu beschreiben, ist nur dann möglich, wenn es sich z.B. um einen v o l l s t ä n d i g polarisierten Strahl (v o l l s t ä n d i g polarisiertes Target) handelt. Ein unpolarisierter bzw. teilweise polarisierter Strahl (polarisiertes Target) ist ein statistisches Gemisch und muß nach den Methoden der statistischen Mechanik behandelt werden, d.h. durch eine sogenannte Dichtematrix, wie sie von Neumann eingeführt wurde und eingehend in dem Übersichtsartikel von Fano ⁽¹⁴⁾ diskutiert wird. Wenn $|\chi(s)\rangle$ als $(2S+1)$ -komponentiger Spinor die reine Gesamtheit des Systems beschreibt, d.h. alle Teilchen im gleichen Spinzustand, so definiert ein statistisches Gemisch der folgende Operator:

$$\rho(s) = \frac{1}{Z} \sum_{\alpha=1}^Z |\chi^{\alpha}(s)\rangle \langle \chi^{\alpha}(s)^{*}| \quad (1)$$

wobei α die Abzählnummer des betreffenden reinen Systems angibt ($\alpha = 1 \dots Z \rightarrow \infty$). Man betrachtet also alle Z Reproduktionen ein und desselben Systems (Strahl oder Target) in allen möglichen reinen Zuständen und überlagert diese inkohärent, d.h. man bildet zuerst quadratische Ausdrücke aus den reinen Zuständen, addiert auf und mittelt. Somit gehen alle Phasenbeziehungen zwischen den fiktiven reinen Zuständen (die man ja nicht kennt) verloren.

Darstellung eines reinen Systems (z.B. 100 % polarisierter Strahl):

$$\varrho(S) = |\chi(S)\rangle\langle\chi(S)| \quad (2)$$

Mit der Voraussetzung eines vollständigen und orthonormierten Basissystems von Funktionen $|s_m\rangle$ läßt sich dann $|\chi(S)\rangle$ entwickeln:

$$|\chi(S)\rangle = \sum_m a_m^\alpha |s_m\rangle \quad (3)$$

Damit ist der Dichteoperator $\varrho(S)$ von folgender Gestalt:

$$\varrho(S) = \sum_{m,m'} (1/Z \sum_\alpha a_m^\alpha a_{m'}^{\alpha*}) |s_m\rangle\langle s_{m'}| \quad (4)$$

wobei

$$g_{mm'} := 1/Z \sum_\alpha a_m^\alpha a_{m'}^{\alpha*}$$

als Element der Dichtematrix g bezeichnet wird.

Eigenschaften der Dichtematrix g

- 1) g ist eine $(2S+1) \times (2S+1)$ Matrix
- 2) g ist hermitisch
- 3) g läßt sich diagonalisieren
- 4) g ist normiert, d.h. $\text{Sp}(g) = 1$
- 5) Aus der Schwarz'schen Ungleichung folgt: $\text{Sp}(g^2) \leq \text{Sp}g \cdot \text{Sp}g = 1$

Somit bleiben im allgemeinen Fall $(2S+1) \cdot (2S+1) - 1 = 4S \cdot (S+1)$ reelle Bestimmungsstücke übrig.

Für $S = 1/2$: 3 reelle Bestimmungsstücke, wohlbekannt als die drei Komponenten der Polarisation

- 6) Der Mittelwert irgendeines Operators $\hat{O}$, der auf die statistische Gesamtheit der Spinzustände wirkt, ist:

$$\langle \hat{O} \rangle = \frac{\text{Sp}(\varrho \hat{O})}{\text{Sp} \varrho} \quad (5)$$

Er ist damit unabhängig von der Darstellung.

b) Streuamplitudenmatrix und Transformation der Dichtematrix ρ

1) Streuamplitudenmatrix M

Von der bekannten Form der Wellenfunktion des gestreuten Teilchens beim spinlosen Fall ⁽²⁰⁾ wird bei Beteiligung von Spin (o.B.d.A. Target spinlos) daraus:

$$\Psi_{fin} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}} |\chi_{ini}\rangle + \frac{e^{ikr}}{r} |\chi_{fin}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\rangle \quad (6)$$

durch Vergleich mit der entsprechenden Streuamplitude M des spinlosen Falls:

$$\Psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}} + \frac{e^{ikr}}{r} \cdot M(\mathbf{k}', \mathbf{k})$$

Damit definiert sich die Streuamplitudenmatrix M($\mathbf{k}, \mathbf{k}'$) analog dem spinlosen Fall zu:

$$|\chi_{fin}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\rangle = M(\mathbf{k}, \mathbf{k}') |\chi_{ini}\rangle \quad (7)$$

$M(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \hat{=} \text{Operator}$

$$|\chi_{ini}\rangle, |\chi_{fin}\rangle \hat{=} \text{Spinor}$$

Die Darstellung von $|\chi_{fin}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\rangle$ in der Entwicklung nach einem vollständigen und orthonormierten Basissystem $|\mathbf{s}_m\rangle$ liefert:

$$|\chi_{fin}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\rangle = \sum_{m'} b_{m'} |\mathbf{s}_{m'}\rangle = M(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \sum_{m'} a_{m'} |\mathbf{s}_m\rangle \quad (8)$$

Daraus folgt:

$$b_{m'} = \sum_{m'} \langle \mathbf{s}_m | M(\mathbf{k}, \mathbf{k}') | \mathbf{s}_{m'} \rangle a_{m'} \quad (9a)$$

$$b_{m'} = \sum_{m'} M_{mm'} a_{m'} \quad (9b)$$

womit die Elemente $M_{mm'}$ der Streuamplitudenmatrix definiert sind.

c) Transformation der Dichtematrix

Aus 2a) ist die Gestalt der Dichtematrix bekannt und es gilt weiter, daß jedes reine System im Eingangszustand in ein reines System im Ausgangszustand übergeht, d.h. die Zahl der reinen Systeme bleibt erhalten. Somit erhält man für den:

$$\text{Strahl vor der Streuung: } \rho_{\text{ini.}} := 1/Z \sum_{\alpha} |x_{\text{ini.}}^{\alpha}\rangle \langle x_{\text{ini.}}^{\alpha}| \quad (10a)$$

$$\text{Strahl nach der Streuung: } \rho_{\text{fin.}} := 1/Z \sum_{\alpha} |x_{\text{fin.}}^{\alpha}\rangle \langle x_{\text{fin.}}^{\alpha}| \quad (10b)$$

$$\text{Damit ist:} \quad \rho_{\text{fin.}} := M \rho_{\text{ini.}} M^{\dagger} \quad (11)$$

Gl. 11 beschreibt die Transformation der Spin-Dichtematrix bei der Streuung unter der gegebenen Voraussetzung Targetspin = 0.

d) Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pol.

Welche Observable stehen in diesem Formalismus bei Streuexperimenten dem Experimentator zur Verfügung? Es sind dies:

- der unpolarisierte und der polarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt,
- der totale Wirkungsquerschnitt,
- Analysierstärke und Polarisation,
- Komponenten des Polarisationstransfer- und des Depolarisationstensors,
- Komponenten des Spinkorrelationstensors
- Komponenten des Polarisationsstensors
- Komponenten des Polarisationskorrelationstensors

welche in Abschn. 4.5 näher im Zusammenhang mit dem "vollständigen" Experiment diskutiert werden. Bei der Messung des polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts wird über die Anfangsspinstellungen (= magnetische Quantenzahlen) gemittelt und über die Endspinstellungen aufsummiert. Dies ist sinnvoll, da der Strahl meist nur teilweise polarisiert ist und der Detektor nicht nach den magnetischen Eigenzuständen $|m\rangle$ unterscheidet, sondern einfach aufaddiert.

Definiert man als partiellen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{mm'} = |M_{mm'}|^2 = M_{mm'} M_{mm'}^* \quad (12)$$

und sei die Darstellung der Anfangsdichtematrix g_{ini} so gewählt, daß g_{ini} diagonal ist, so gilt für einen teilweise polarisierten Strahl:

$$g_{mm'}^{ini} = N_m \delta_{mm'} \quad (13)$$

mit N_m = Besetzungswahrscheinlichkeit des magnetischen Eigenzustandes $|m\rangle$

Damit ergibt sich der gemittelte und symmetrische differentielle Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol}$ zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \frac{\sum_{mm'} \sigma_{mm'} N_{m'}}{\sum_{mm'} N_{m'}} = \frac{\sum_{mm'} M_{mm'} N_{m'} M_{mm'}^*}{\sum_{m'} N_{m'}} \quad (14)$$

und es ergibt sich unter Benutzung von Gl. 13 die allgemein bekannte Darstellung für den polarisierten differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \frac{Sp(M g_{ini} M^*)}{Sp g_{ini}} \quad (15)$$

Dies ist unabhängig von der Darstellung, da die Spur eine unitäre Invariante ist.

Für den unpolarisierten differentielle Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} = \frac{1}{2S+1} Sp(MM^*) \quad (16)$$

wegen $(g_{ini})_{unpol} = \frac{1}{2S+1} \cdot 1$

Bisher wurde die Streuung eines teilweise polarisierten Strahls an spinlosen Targetteilchen behandelt. Wie ändert sich der Formalismus, wenn bei der Streuung teilweise Polarisation von Strahl und Target vorliegt.

Wegen der Unabhängigkeit der Teilchen vor der Streuung ist die Anfangsdichtematrix des Systems ein direktes Produkt der einzelnen Spindichtematrizen.

$$\rho_{ini}(S_1, S_2) = \rho_{ini}^1(S_1) \otimes \rho_{ini}^2(S_2) \quad (17a)$$

$$\text{und } \rho_{fin}(S_1, S_2) = M(S_1, S_2) \rho_{ini}(S_1, S_2) M^\dagger(S_1, S_2) \quad (17b)$$

Was in Gl. 17a für die Spindichtematrizen gilt, ist in Gl. 17b auf die Streuamplitudenmatrix nicht anwendbar, da M im Spinraum nicht faktorisierbar ist wegen der vorliegenden Spinkorrelationen.

Man benutzt z.B. in dem bereits erwähnten "dynamischen" Formalismus zur Gewinnung der M-Matrix die Kopplung der Einzelspins S_1 und S_2 zum fiktiven Einzelspin S (dem sogenannten Kanalspin S). Es ist wichtig, daß dieser Kanalspin bei der Streuung nicht erhalten bleibt.

$$|S_1 - S_2| \leq S \leq |S_1 + S_2|$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Streuung eines polarisierten Strahls an einem polarisierten Target gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \frac{\text{Sp}((M(S_1, S_2)) \rho_{ini}^{Strahl}(S_1) \otimes \rho_{ini}^{Target}(S_2) M^\dagger(S_1, S_2))}{\text{Sp}(\rho_{ini}^{Strahl}(S_1) \otimes \rho_{ini}^{Target}(S_2))} \quad (18)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} = \frac{1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \cdot \text{Sp}(MM^\dagger) \quad (19)$$

3) Phänomenologische Gestalt der Nukleon-Nukleon-Streumatrix M

Bei Hinzuziehung des Targetspins verkompliziert sich die Gestalt von M. Die allgemeine Form von M kann man aus den Bedingungen der Symmetrien wie Paritätserhaltung, Zeitumkehrinvarianz herleiten, indem man sie nach Ausdrücken gewisser Größen, welche für die Streuung relevant sind und die in Bezug auf die Erhaltungssätze invariant sind, entwickelt (21,22). Dazu führt man ein Triplet von drei orthogonalen Einheitsvektoren ein, wobei $|\underline{k}| = |\underline{k}'|$, d.h. elastische Streuung:

$$\underline{n} = \frac{\underline{k}' \times \underline{k}}{|\underline{k}' \times \underline{k}|} \quad \underline{l} = \frac{\underline{k} + \underline{k}'}{|\underline{k} + \underline{k}'|} \quad \underline{m} = \frac{\underline{k} - \underline{k}'}{|\underline{k} - \underline{k}'|} \quad (20)$$

Dieses Triplet bietet den Vorteil, daß in nichtrelativistischer Näherung die Vektoren $\underline{l}$ und $\underline{m}$ mit den Impulsen von Streu- und Rückstoßteilchen zusammenfallen.

Aus den Axialvektoren $\underline{n}$ und $\underline{\sigma}_1, \underline{\sigma}_2$ (Pauli-Matrixen zur Beschreibung des Spinzustands von Strahl und Target) und den polaren Vektoren $\underline{m}, \underline{l}$ lassen sich Skalare und Pseudoskalare bilden. Die paritätserhaltende Streumatrix, entwickelt nach diesen Größen, ist dann:

$$M = a \cdot 1 + b \cdot \underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n} + c \cdot \underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n} + d \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n}) + e \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{m})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{m}) + f \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{m})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{l}) + g \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{l})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{m}) + h \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{l})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{l}) \quad (21)$$

Unter Verwendung der Zeitumkehrvarianz: $\underline{\sigma} \rightarrow -\underline{\sigma}, \underline{l} \rightarrow -\underline{l}, \underline{n} \rightarrow -\underline{n}, \underline{m} \rightarrow \underline{m}$ gilt:

$$f = g = 0$$

und unter Verwendung der Identität der Teilchen:

$$b = c$$

Damit ist z.B. die Proton-Proton-Streumatrix von folgender Form:

$$M = a \cdot 1 + b \cdot (\underline{\sigma}_1 + \underline{\sigma}_2) \cdot \underline{n} + d \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n}) + e \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{m})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{m}) + h \cdot (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{l})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{l}) \quad (22)$$

Die Koeffizienten a, b, d, e, h sind komplexe Funktionen der Energien der streuenden Teilchen und des Streuwinkels. Eine andere mögliche Darstellung der in Gl. 22 gewonnenen M-Matrix stammt von Wolfenstein ⁽²¹⁾.

$$M = B \cdot \hat{S} + C \cdot ((\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n}) + (\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n})) + \frac{1}{2} G \cdot ((\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{m})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{m}) + (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{l})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{l})) \cdot \hat{T} + \frac{1}{2} H \cdot ((\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{m})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{m}) - (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{l})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{l})) \cdot \hat{T} + N(\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n})(\underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n}) \hat{T} \quad (23)$$

wobei $\hat{S} = \frac{1}{4} (1 - (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{\sigma}_2))$

und $\hat{T} = \frac{1}{4} (3 + (\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{\sigma}_2))$

die sogenannten Singulett- und Triplettprojektionsoperatoren sind.

Wobei:

$$B = a-d-e-h; \quad C = b; \quad G = 2a+e+h; \quad H = e-h; \quad N = a+d \quad (24)$$

Die Amplitude B beschreibt Singulett-Streuung, der Rest die Triplett-Streuung.

Die komplexen Amplituden beider Darstellungen lassen sich jeweils als Kombination der Größen der anderen Darstellungen, wie in Gl. 24 gezeigt, finden. Ausführlich ist dies von MacGregor ⁽²³⁾ diskutiert worden.

Der Zusammenhang der komplexen Amplituden mit den Streuphasen ergibt sich aus einem Koeffizientenvergleich der phänomenologischen Gestalt der M-Matrix und ihrer Streuphasendarstellung. Dies hier darzulegen, würde zu weit führen, da das Verfahren ausführlich in der Literatur beschrieben ist (16,17,15,23).

Aus der Existenz der 5 komplexen Koeffizienten (eine Phase ist dabei willkürlich (= over-all phase) ist ein Satz von 9 Experimenten bei einer Energie und einem Streuwinkel nötig (Nicht-Eindeutigkeiten, die durch den bilinearen Zusammenhang der Observablen mit den Koeffizienten ins Spiel kommen können sind dabei nicht berücksichtigt). Mißt man bei allen Streuwinkeln, dann liefern die Unitaritätsbeziehungen (optisches Theorem) bei der Streuung noch vier Abhängigkeiten zwischen den Koeffizienten (allerdings in Form von gekoppelten Integralgleichungen), sodaß letztlich 5 Experimente ausreichend wären, um die M-Matrix der $(\vec{p}-\vec{p})$ -Streuung bei einer Energie zu bestimmen.

Welche Experimente bei welchen Winkeln ausreichen, um die M-Matrix zu bestimmen, war Gegenstand ausführlicher Erörterungen in (1,24,25).

Der Satz von 9 bzw. 5 Experimenten, der ausreicht, die M-Matrix zu bestimmen, wird allgemein als das sogenannte "vollständige" Experiment bezeichnet.

4) Streuphasenanalyse

Da es gewöhnlich sehr schwierig bzw. unmöglich ist, das sogenannte "vollständige" Experiment durchzuführen, d.h. fünf unabhängige Experimente zu einer gegebenen Energie über den gesamten Winkelbereich, ergibt sich über die Streuphasenanalyse eine Methode, die Streumatrix M aus experimentellen Daten zu rekonstruieren. Man muß aber daran erinnern, daß alle gemessenen experimentellen Größen mit einem Fehler behaftet sind und daß gewisse Winkelbereiche der Streuung bestehen, die Messungen nicht zugänglich sind.

Um die Berechnung der M-Matrixelemente zu vereinfachen, ist es notwendig, in Betracht zu ziehen, daß der größte Drehimpulsbeitrag $l_{\max}$ zur M-Matrix umso kleiner ist, je kleiner die Energie der wechselwirkenden Teilchen ist. Entwickelt man die Elemente der Streumatrix nach Kugelfunktionen (23,26,27), so enthalten die Koeffizienten der Entwicklung nur Größen, die allein von der Energie abhängig sind, die sogenannten Streuphasen und Mixing-Parameter. Die Streuphasen bestimmen den Unterschied zwischen der Phase der Partialwelle des gestreuten Zwei-Nukleon-Systems und der entsprechenden Phase der "freien" Partialwelle. Die Mixing-Parameter bestimmen die Überlagerung der Wellen mit $l = J \pm 1$ (J ist der Gesamtdrehimpuls) im Grenzfall kinetischer Energie der stoßenden Teilchen gleich Null.

Der Vorteil der Streuphasenanalyse ist, daß nur Partialwellen kleiner Bahndrehimpulse wesentlich zur Streuung beitragen und diese deshalb durch eine kleine beschränkte Zahl von Parametern beschrieben wird.

In der Darstellung existieren zwei verschiedene Typen von Streuphasen und Mixing-Parameter: einmal diejenigen von Blatt-Biedenharn definierten und die sogenannten Einenstreuphasen. Letztere bieten mehrere Vorteile, so z.B. gibt die mit dem Mixing-Parameter vergleichbare Größe an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen mit dem Eingangsbahndrehimpuls l in einem anderen Zustand sich befinden kann, d.h. gibt den Betrag an, inwieweit der Bahndrehimpuls nicht erhalten ist. Weiter können Coulomb-Effekte direkt durch Subtraktion der Coulomb-Phasen von den Eigenstreuphasen eliminiert werden. Der wesentliche Unterschied ist aber, daß das Mixing bei Blatt und Biedenharn im asymptotischen Bereich der Wellenfunktion (wie bereits erwähnt) erfolgt im Gegensatz zu den Eigenstreuphasen, wo dies am Kernort erfolgt.

Bei der Proton-Proton-Streuung muß die Coulomb-Wechselwirkung additiv zur Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit einbezogen werden. Bei Energien über 10 - 15 MeV kann man annehmen, daß die Coulomb-Wechselwirkung vernachlässigbar ist und umgekehrt. Bei kleineren Energien muß man die Coulomb-Kräfte im Bereich der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mitrechnen, ebenso wie die Interferenzterme in den Observablen. Da die Coulomb-Phasen rechnerisch exakt erfaßbar sind, benutzt man den Interferenzterm auch, die Kernstreuphasen zu extrahieren.

Streuphasenanalysen beider Typen werden detailliert in vielen Arbeiten beschrieben (23,28,29,30,31,32). Der Zusammenhang der M-Matrixelemente mit den Streuphasen steht in (14,18,23,33,34).

Wie bereits dargelegt, ist die Durchführung des "vollständigen" Experimentes bei der p-p- und n-p-Streuung sehr schwierig. Als Folge der nicht vollständigen Information muß man T-Invarianz (Isospin-Invarianz) der Kernkräfte bei der Streuphasenanalyse annehmen und p-p- und n-p-Daten gleichzeitig behandeln. Man erhält damit zusätzliche Kenntnisse aus der Interferenz von Zuständen mit Isospin $T = 1$ und $T = 0$.

Streuphasenanalysen sind bezüglich der miteinbezogenen Bahndrehimpulse beschränkt ($l \leq l_{\max}$). Dies einmal, weil höhere Partialwellen kaum mehr betragen und was zu beachten ist, die Wahl von $l_{\max}$ beeinflusst grundsätzlich die Werte der Phasen. Bemerkenswert ist in diesem Fall, daß Phasenanalysen, welche den Anteil der Streuamplituden mit $l > l_{\max}$ abschätzen, mit Hilfe des One-Pion-Exchange-Contribution-Modells (OPEC) dann konsistente Lösungen liefern. Deshalb sind die meisten Streuphasen mit dieser Modifizierung versehen.

Im Zusammenhang mit Streuphasenanalysen führte Klepikov ⁽³⁵⁾ die Konzeption des "notwendigen" Experiments im Gegensatz zum "vollständigen" Experiment ein. Es muß an dieser Stelle betont werden, daß, abgesehen von der grundsätzlichen Zielrichtung der Rekonstruktion der M-Matrix, Streuphasenanalysen meist durchgeführt werden, um die Werte der ersten n Streuphasen zu erhalten, welche die besten Beschreibung der experimentellen Daten liefern, falls man annimmt, alle anderen Phasen sind vernachlässigbar klein (n wird bestimmt durch Begrenzung der l-Werte durch den OPEC-Beitrag). Dazu benötigt man wenigstens n unabhängige Gleichungen zur Bestimmung der n-Streuphasen. Sie sind aus der Entwicklung der Winkelverteilungen experimenteller Größen nach Legendre-Polynomen zu erhalten. Die erhaltenen Koeffizienten werden nun gleich den Koeffizienten gesetzt, die sich aus der Entwicklung der entsprechenden Observablen nach Streuphasen ergeben. Klepikov analysierte diese Gleichungen und zeigte, daß sie 2^n -Lösungen besitzen.

Das sogenannte "notwendige" Experiment ist nun eine Anzahl von Messungen, die es erlaubt, einen korrekten Satz von Streuphasen aus den 2^n möglichen zu finden. Als Ergebnis ergibt sich, daß für das "notwendige" Experiment (n+1) Messungen im Gegensatz zu (2n-1) beim "vollständigen" Experiment ausreichend sind.

Bei der Nukleon-Nukleon-Streuung benötigt man nun z.B. n Messungen der Größen:

differentieller Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpol}}$

Polarisationstransferkoeffizient $K_y^{y'}$

Depolarisationskoeffizient $D_y^{y'}$

um n Verknüpfungen zwischen den n Größen herzuleiten. Die Lösung des Gleichungssystems wird eindeutig, wenn man ein $(n+1)$ tes Experiment, z.B. die Bestimmung der Analysierstärke A_y oder der Spinkorrelationskomponente C_{yy} an einem im Experiment zu bestimmenden Ort (Winkel) durchführt. Manchmal bietet es sich an, die zusätzlichen Experimente an verschiedenen Punkten (Winkeln) zu messen, als viel Zeit auf hohe Genauigkeit an einem Punkt (Winkel) zu verwenden.

Zur einfachen Bestimmung der C_{yy} -Komponente bietet sich die Verwendung eines polarisierten Protonentargets an.

5) Mögliche Experimente unter Verwendung eines polarisierten Targets

In diesem Abschnitt soll der mögliche Gebrauch eines polarisierten Protonentargets bzw. eines polarisierten Strahls und eines polarisierten Protonentargets diskutiert werden im Zusammenhang mit der Rekonstruktion der Nukleon-Nukleon-Streumatrix.

Aus dem vorangegangenen Abschnitt über Streuphasenanalyse ist bekannt, daß grundsätzlich fünf Experimente bei einer Energie über den gesamten Energiebereich ausreichen, um die M -Matrix zu bestimmen ⁽²⁴⁾. Wegen der Schwierigkeit dieses "vollständigen" Experiments wurde von Schuhmacher ⁽²⁵⁾ untersucht, wie das gleiche Ergebnis zu erhalten ist, indem man bei einer Energie und einem Winkel bestimmte Experimente durchführt. Klepikov ⁽³⁵⁾ reduziert in seiner Darstellung vom "notwendigen" Experiment die Anzahl der zu messenden Observablen von $(2n-1)$ auf $(n+1)$. Bethe ⁽³⁶⁾ diskutiert die Rekonstruktion der M -Matrix bei einem Winkel und einer Energie, indem er nur die Information der folgenden 10 Größen benutzt:

unpolarisierter differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega} (= \sigma_0)$

Polarisation P_i

Depolarisation D_i^1, D_j^k

Spinkorrelationstensor C_{ij}

Er fand, daß diese ausreichen, um M zu bestimmen, aber nicht die Mehrdeutigkeiten in den bilinearen Abhängigkeiten der Meßgrößen von den M -Matrixelementen ausschließen. Der Polarisationsstransfertensor K_i^k, K_j^l , welcher formal dem Spinkorrelationstensor sehr ähnlich ist, kann nun benutzt werden, diese übriggebliebenen Mehrdeutigkeiten auszuschließen, was von Schuhmacher ⁽²⁵⁾ weiter ausgeführt wurde, vor allem unter dem Aspekt der Verwendung eines polarisierten Protonentargets. Tabelle 1 gibt den Zusammenhang der von Schuhmacher benutzten Observablen mit den in Gl. 22 definierten Koeffizienten der phänomenologischen Proton-Proton-Streumatrix wieder. Mit 14 bilinearen Gleichungen für 9 unbekannte Größen ist das System im vernünftigen Rahmen überbestimmt. Es erübrigen sich vor allem Messungen von 3- und 4fach Korrelationsparametern, die nur unter äußersten Schwierigkeiten zu erhalten sind.

Die experimentellen Möglichkeiten mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target erlauben es auf z.T. wesentlich einfachere Art und Weise, die Observablen in Tabelle 1 zu messen.

Mögliche Experimente

Die möglichen Experimente bei der Nukleon-Nukleon-Streuung unterscheiden sich sowohl im Polarisationszustand von Target und Strahl als auch im Wesen der gemessenen Größen, wie z.B. differentieller Wirkungsquerschnitt, Polarisation der gestreuten Teilchen, Polarisation der Rückstoßteilchen, Polarisationskorrelationen im Eingangs- und Ausgangskanal. Die Größen, gemessen in Experimenten mit einem unpolarisierten Target, bezeichnet man gewöhnlich als die Parameter der Einfach-, Zweifach- und Dreifachstreuung. Diese Bezeichnungen sind historisch bedingt aufgrund des Mangels an polarisierten Beams in früheren Jahren.

a) Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Streuung eines unpolarisierten Strahls an einem unpolarisierten Target

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol}} = \sigma_0 = \frac{1}{4} \text{Sp } MM^+$$

ist der Parameter der Einfachstreuung.

σ_0	$= a ^2 + 2 b ^2 + d ^2 + e ^2 + h ^2$
$\sigma_0 D_y^{y'}$	$= a ^2 + d ^2 + 2 b ^2 - e ^2 - h ^2$
$\sigma_0 D_z^{z'}$	$= a ^2 - d ^2 - e ^2 + h ^2$
$\sigma_0 D_x^{x'}$	$= a ^2 - d ^2 + e ^2 - h ^2$
$\sigma_0 D_x^{z'}$	$= 2 \operatorname{Im} b^* (a - d)$
$\sigma_0 P$	$= 2 \operatorname{Re} b^* (a + d)$
$\sigma_0 C_{xz}$	$= 2 \operatorname{Im} b^* (e - h)$
$\sigma_0 K_x^{z'}$	$= 2 \operatorname{Im} b^* (e + h)$
$\frac{1}{2} \sigma_0 C_{yy}$	$= \operatorname{Re} ad^* + b ^2 - \operatorname{Re} eh^*$
$\frac{1}{2} \sigma_0 K_y^{y'}$	$= \operatorname{Re} ad^* + b ^2 + \operatorname{Re} eh^*$
$\frac{1}{2} \sigma_0 C_{zz}$	$= \operatorname{Re} ah^* - \operatorname{Re} de^*$
$\frac{1}{2} \sigma_0 K_z^{z'}$	$= \operatorname{Re} ah^* + \operatorname{Re} de^*$
$\frac{1}{2} \sigma_0 C_{xx}$	$= \operatorname{Re} ae^* - \operatorname{Re} dh^*$
$\frac{1}{2} \sigma_0 K_x^{x'}$	$= \operatorname{Re} ae^* + \operatorname{Re} dh^*$

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen den Koeffizienten der M-Matrix und den möglichen Observablen

Die Darstellung und Bezeichnungsweise der Größen ist in Anhang C ausführlich dargelegt.

b) Polarisations- bzw. Analysierstärkevektor

Die Polarisation P_1 und P_2 von gestreuten und Rückstoßteilchen bei der Streuung eines unpolarisierten Strahls an einem unpolarisierten Target bestimmt man durch Streuung an einem weiteren Target bestimmter Analysierstärke. Es sind dies die Parameter der Zweifachstreuung.

Dies entspricht dem analogen Experiment, indem man einen polarisierten Strahl an einem unpolarisierten Target streut und die auftretende Asymmetrie mißt bzw. einen unpolarisierten Strahl an einem polarisierten Target streut und ebenfalls die Asymmetrie bestimmt.

c) Spinkorrelationstensor

Streut man einen unpolarisierten Strahl an einem unpolarisierten Target, so ergibt der Spinkorrelationstensor den Erwartungswert des Produkts der beiden Spinoperatoren des gestreuten und Rückstoßteilchens. Er bestimmt aber auch den Wirkungsquerschnitt, falls ein polarisierter Strahl an einem polarisierten Target gestreut wird (über die Zeitumkehr-Symmetrie). Messungen des Wirkungsquerschnitts bei verschiedener Orientierung von Target- und Strahlpolarisation erlauben es, die verschiedenen Komponenten von C_{ij} zu messen.

Somit ersetzt der Gebrauch eines polarisierten Targets die i.a. sehr schwierigen Dreifach-Streumessungen zur Bestimmung von C^{kl} .

Es sei an dieser Stelle gesagt, daß die Kenntnis der Summe von C_{yy} , C_{zz} , C_{xx} es direkt erlaubt, die Singulett- und Triplettbeiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der unpolarisierten Streuung zu erhalten.

d) Depolarisationstensor

Streut man einen polarisierten Strahl an einem unpolarisierten Target, dann ist die Polarisation des einlaufenden Teilchens über den Depolarisationstensor mit der Polarisation des gestreuten Teilchens verknüpft. Oder: Streut man einen unpolarisierten Strahl an einem polarisierten Target, so ist die Polarisation des Targetteilchens ebenfalls über den Depolarisationstensor mit der Polarisation des Rückstoßteilchens verknüpft.

e) Polarisationstransfertensor

Er bestimmt die Polarisation des gestreuten Teilchens, wenn ein unpolarisierter Strahl an einem polarisierten Target gestreut wird. Oder: Falls ein polarisierter Strahl an einem unpolarisierten Target gestreut wird, die Polarisation des Rückstoßteilchens in Abhängigkeit von der Polarisation im Eingangskanal. Die im folgenden definierten Größen lassen sich nur mit Hilfe eines polarisierten Targets messen.

f) Totaler polarisierter Wirkungsquerschnitt

Es ist interessant, daß ein polarisiertes Protonentarget benutzt werden kann, die drei unabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte für die Singulett- und Triplettstreuung zu bestimmen. Aus ⁽³⁷⁾ ist für den totalen Wirkungsquerschnitt der folgende Ausdruck bekannt: (unter Voraussetzung $\sigma_{+1}^t = \sigma_{-1}^t$)

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} = & \sigma_{0_{\text{tot}}}^t + 1/4 (\sigma_0^t - \sigma_0^s) (\underline{p}_T \cdot \underline{p}_s) + \\ & + 1/2 (\sigma_{+1}^t - \sigma_0^t) (\underline{p}_s \cdot \underline{k}) (\underline{p}_T \cdot \underline{k}) \end{aligned} \quad (25)$$

wobei $\sigma_{0_{\text{tot}}}^t$ der totale Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Teilchen, $\underline{p}_s$, $\underline{p}_T$ die jeweiligen Polarisationen von Strahl und Target bedeuten, $\underline{k}$ der Impuls der Teilchen im c.m.-System, σ_{+1}^t , σ_0^t , σ^s die totalen Wirkungsquerschnitte für Triplett- und Singulettstreuung sind.

Im Vergleich dazu lautet der allgemeine Ausdruck für den totalen Wirkungsquerschnitt der $\vec{p}$ - $\vec{p}$ -Streuung:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{0_{\text{tot}}}^t + \sigma_1 (\underline{p}_T \cdot \underline{p}_s) + \sigma_2 \cdot (\underline{p}_T \cdot \underline{k}) (\underline{p}_s \cdot \underline{k}) \quad (26)$$

$$\text{mit:} \quad \sigma_1 = \frac{1}{4} (\sigma_0^t - \sigma^s) \quad (27a)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{2} (\sigma_{+1}^t - \sigma_0^t) \quad (27b)$$

gewonnen aus dem Koeffizientenvergleich. Die Indices +1, -1 und 0 geben die Projektionen der Eingangszustände (Singulett oder Triplett) auf die k-Achse an. Unter Benutzung der Formel:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\sim} = \frac{1}{4} \sigma^S + \frac{1}{4} \sigma_0^t + \frac{1}{2} \sigma_{+1}^t \quad (28)$$

ist es leicht, σ^S , $\sigma_{+1,0}^t$ zu finden. Es ist dazu notwendig, σ_{tot} in den folgenden drei Polarisationskonstellationen zu messen:

a) $p_S = p_T = 0$; b) $p_S \parallel p_T \perp k$; c) $p_S \parallel p_T \parallel k$

Ebenso kann man aus diesen Messungen unter Benutzung des optischen Theorems Aussagen über den Imaginärteil der Koeffizienten der M-Matrix unter Vorwärtswinkel machen. Ausführliches dazu steht in (12,37,38).

g) Polarisationsensor

Er bestimmt z.B. bei der Streuung eines polarisierten Strahls an einem polarisierten Target den Erwartungswert des Spinoperators des gestreuten oder des Rückstoßteilchens.

h) Polarisationskorrelationensor

Seine Bestimmung ist das schwierigste Experiment. Er bestimmt bei der Streuung eines polarisierten Strahls an einem polarisierten Target den Erwartungswert des Produkts der beiden Spinoperatoren von gestreuten und Rückstoßteilchen.

Da beide Tensoren, wie gezeigt, zur Rekonstruktion der M-Matrix nicht notwendig sind, wird darauf, auch aus experimentellen Gründen, nicht ausführlich eingegangen.

Zusammenfassend läßt sich beschränkt auf die $\vec{p}-\vec{p}$ -Streuung bei niederen Energien (≤ 20 MeV) feststellen, da sowohl die Komponenten von Depolarisations- und Polarisationsstransfertensor sehr klein sind, die Verwendung eines polarisierten Targets vor allem bei Bestimmung der Komponenten des Spinkorrelationstensors zu diskutieren. Den Zusammenhang im Detail herzustellen zwischen dessen Komponenten und den experimentellen Observablen, ist Aufgabe des folgenden Abschnitts.

6) Definition der Meßgrößen A_{yy} und A_{xx}

Ausgehend von den Betrachtungen über die Spin-Dichtematrix weiß man jeweils die Spin-Dichtematrizen von Spin 1/2-Systemen, wie sie ein polarisierter Strahl oder ein polarisiertes Target darstellen.

Es gilt für die Dichtematrix $\varrho_{ini}^S(1/2)$ des Strahls:

$$\varrho_{ini}^S(1/2) = \frac{1}{2} (1 + (\underline{p} \cdot \underline{\sigma})) \quad (29)$$

Analog erhält man für $\varrho_{ini}^T(1/2)$ des Targets:

$$\varrho_{ini}^T(1/2) = \frac{1}{2} (1 + (\underline{p}' \cdot \underline{\sigma}')) \quad (30)$$

Somit gilt unter Verwendung von Gl. 17a:

$$\varrho_{ini}(1/2, 1/2) = \frac{1}{4} (1 + (\underline{p} \cdot \underline{\sigma})) \otimes (1 + (\underline{p}' \cdot \underline{\sigma}')) \quad (31)$$

womit sich der polarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt als (unter Verwendung von Gl. 18):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \frac{1}{4} \frac{\text{Sp} (M(1/2,1/2) \cdot ((1 + (\underline{p} \cdot \underline{\sigma})) \otimes (1 + (\underline{p}' \cdot \underline{\sigma}')) M^+(1/2,1/2))}{\text{Sp}(M(1/2,1/2) M^+(1/2,1/2))} \quad (32)$$

Berechnet man die Streuung des polarisierten Strahls mit der Polarisation $P = (p_x, p_y, p_z)$ am polarisierten Target mit der Polarisation $P' = (p'_x, p'_y, p'_z)$ in der Streuebene XOZ (siehe Fig. 1), dann schreibt sich die Dichtematrix $\varrho_{ini}(1/2,1/2)$ in kartesischen Koordinaten wie folgt:

$$\begin{aligned} \varrho_{ini}(1/2,1/2) &= \frac{1}{4} (1 + \sum_m p_m \sigma_m) \otimes (1 + \sum_n p'_n \sigma'_n) = \\ &= \frac{1}{4} (1 + \sum_m p_m (\sigma_m \otimes 1) + \sum_n p'_n (1 \otimes \sigma'_n) + \\ &\quad + \sum_{m,n} p_m p'_n (\sigma_m \otimes \sigma'_n)) \end{aligned} \quad (33)$$

m, n sind Summationsindices über die jeweiligen x,y,z-Komponenten, σ_m, σ'_n sind die entsprechenden Spin-1/2 Paulimatrizen, zugeordnet den Spins von Strahl und Target.

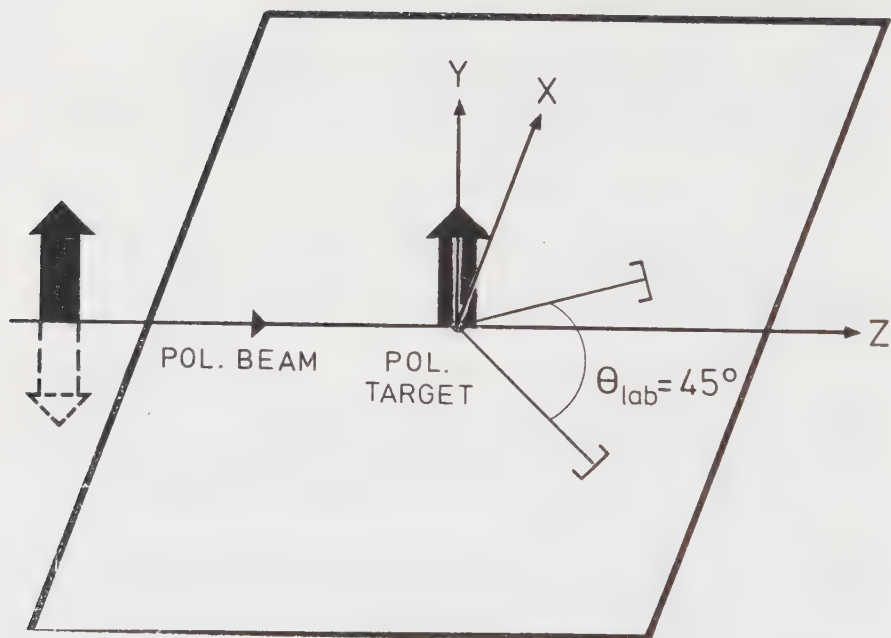


Fig. 1: Verwendetes Koordinatensystem bei der $\vec{p}$ - $\vec{p}$ -Streuung

In allgemeiner Form lautet dann der polarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt für den Streuwinkel θ :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{\text{pol}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{unpol}} \left(1 + \sum_m (P_m P_m(\theta) + P'_m P'_m(\theta)) + \sum_{mn} P_m P_n A_{mn}(\theta) \right) \quad (34)$$

wobei die folgenden Definitionen benutzt werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{unpol}} = \sigma_0 = 1/4 \text{ Sp } (M(1/2, 1/2) M^\dagger(1/2, 1/2)) \quad (35a)$$

$$\sigma_0 \cdot P_m(\theta) = \text{Sp } (M(1/2, 1/2) (\sigma_m \otimes 1) M^\dagger(1/2, 1/2)) \quad (35b)$$

$$\sigma_0 \cdot P_m^i(\theta) = \text{Sp} (M(1/2, 1/2) (1 \otimes \sigma_m^i) M^\dagger (1/2, 1/2)) \quad (35c)$$

$$\sigma_0 \cdot A_{mn}(\theta) = \text{Sp} (M(1/2, 1/2) (\sigma_m \otimes \sigma_n^i) M^\dagger (1/2, 1/2)) \quad (35d)$$

P_m und P_m^i sind die Vektoranalysierstärken der Streuung. Die Größen A_{mn} bezeichnet man als die Spinkorrelationskoeffizienten.

In dieser Arbeit wird die üblicherweise benutzte Schreibweise für diese Koeffizienten mit den C_{ij} -Symbolen nicht verwendet. Diese Schreibweise mit den C_{ij} wurde eingeführt, um Verwechslungen mit den Komponenten der Tensoranalysierstärke zu vermeiden. Beide sind im wesentlichen identisch, sie unterscheiden sich nur in der Darstellung im Labor-Helizitäts- und Schwerpunkts-Helizitäts-System und lassen sich jeweils durch die Koeffizienten der anderen Darstellung ausdrücken (siehe Anhang I 2)).

Aufgrund verschiedener Symmetrieeigenschaften der Streumatrix M wie Zeitumkehrinvarianz, Paritätserhaltung, Identität der Teilchen, Invarianz gegen räumliche Drehung, Ladungserhaltung vereinfacht sich der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt (Gl. 33) zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{\text{pol}} = \sigma_0(\theta) (1 + (p_y + p_y') \cdot A(\theta) + (p_z p_x' + p_x \cdot p_z') \cdot A_{zx}(\theta) + p_x p_x' A_{xx}(\theta) + p_y p_y' A_{yy}(\theta) + p_z p_z' A_{zz}(\theta)) \quad (36)$$

Durch die Wahl der experimentellen Anordnung reduziert man die Anzahl der Terme weiter. Wählt man - wie in diesem Experiment der Fall - die Richtungen von Strahl- und Targetpolarisation senkrecht zur Streuebene, d.h. in der y -Achse und als Streuwinkel 90° im c.m.-System, so verschwindet wegen der identischen Teilchen die Vektoranalysierstärke $A(\theta)$, so daß für den differentiellen polarisierten Wirkungsquerschnitt folgender Ausdruck übrigbleibt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) \right)_{\text{pol}} = \sigma_0(90^\circ) (1 + p_y p_y' A_{yy}) \quad (37)$$

Durch Umpolen der Strahlpolarisation bei festgehaltener Targetpolarisation erhält man einen Vorzeichenwechsel im Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, so daß gilt:

$$\epsilon_y^{\perp}(90^\circ) = \frac{n_{\uparrow\uparrow}^{\perp} - n_{\uparrow\downarrow}^{\perp}}{n_{\uparrow\uparrow}^{\perp} + n_{\uparrow\downarrow}^{\perp}} = p_y p'_y A_{yy}(90^\circ) \quad (38)$$

$\perp$ soll symbolisieren, daß beide Polarisierungen senkrecht zur Streuebene stehen.

$n_{\uparrow\uparrow}$ und $n_{\uparrow\downarrow}$ sind die Zählraten in einem Zähler bei Parallel- bzw. Antiparallelstellung von Strahlpolarisation und Targetpolarisation, wobei beide Zählexperimente bezüglich Strahlstromstärke und Strahlpolarisation, Geometrie und Beschußdauer völlig identisch sein müssen.

In ganz ähnlicher Weise kann man die Koeffizienten $A_{xx}(90^\circ)$ messen, wenn beide Polarisationsrichtungen in der Streuebene in der x-Achse ($\parallel$ zur Streuebene) liegen:

$$\epsilon_x^{\parallel} = \frac{n_{\uparrow\uparrow} - n_{\uparrow\downarrow}}{n_{\uparrow\uparrow} + n_{\uparrow\downarrow}} = p_x p'_x A_{xx}(90^\circ) \quad (39)$$

Daraus ergibt sich als Folgerung zu den Experimenten: Man muß, um $A_{yy}(90^\circ)$ und $A_{xx}(90^\circ)$ einzeln zu bestimmen, sowohl die Größen ϵ_y und ϵ_x als auch die Strahl- und die Targetpolarisation genau messen.

Wenn man z.B. die Targetpolarisation nicht messen kann, was bei polarisierten Targets für niedrige Energien ein schwieriges Problem darstellt, kann man hilfsweise beide Asymmetrien gleichzeitig messen und so das Verhältnis

$$\frac{\epsilon_y^{\perp}}{\epsilon_x^{\parallel}} = A_{yy}(90^\circ)/A_{xx}(90^\circ) \quad (40)$$

experimentell bestimmen. Das war der Fall bei einem vor elf Jahren in Saclay bei 11.4 MeV durchgeführten Experiment.

7) Zusammenhang von $A_{yy}(90^\circ)$ und $A_{xx}(90^\circ)$ mit Streuphasen

Wenn zur Charakterisierung der Streuung eine kleine Zahl von Null verschiedener Phasenverschiebungen ausreicht, so kann man nach Bestimmung des Streuquerschnitts die Streuphasen finden. Aufgabe der Streutheorie ist es, die Phasen oder die Streuamplituden aus einem vorgegebenen Potential zu berechnen. Da, wie bereits dargelegt, die Gesetze der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nur unzureichend bekannt sind, hat die umgekehrte Aufgabe besonders große Bedeutung. Sie besteht in der Bestimmung des Potentials aus den experimentellen Werten der Phasen.

Bei einer Laborenergie der Protonen von 10 MeV ist es zulässig und üblich, bei der Partialwellenzerlegung höhere Partialwellen mit Bahndrehimpulsen $l > 2$ zu vernachlässigen. Stellt man die Streuamplituden durch Streuphasen dar, wobei nur S-, P-, und D-Wellen (spektroskopische Notation!) berücksichtigt werden und außerdem die P- und D-Streuphasen als klein angesehen werden, so erhält man für $\theta = 90^\circ$ nach Raynal ⁽¹⁸⁾:

$$\begin{aligned} A_{xx} - A_{yy} &= 1 + A_{zz} , \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 - A_{yy}) &\approx \frac{1}{2k^2} 2 [1 - \cos 2\delta_S - 5 \sin 2\delta_S \delta_D] , \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + A_{xx}) &\approx \frac{1}{2k^2} 4 (\delta_P^0 - \delta_P^2)^2 , \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (A_{yy} - A_{xx}) &\approx \frac{1}{2k^2} 9 (\delta_P^1 - \delta_P^2)^2 , \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + A_{yy}) &\approx \frac{1}{2k^2} [4 (\delta_P^0 - \delta_P^2)^2 + 9 (\delta_P^1 - \delta_P^2)^2] , \end{aligned} \tag{41}$$

wobei δ_S und δ_D die Singulett S- und D-Streuphasen und δ_P^0 , δ_P^1 und δ_P^2 die Triplet P-Streuphasen sind. Die angegebenen Kombinationen der Meßgrößen A_{yy} und A_{xx} liefern also getrennte Informationen über die Größe der 3P -Phasen-Aufspaltung. Im Gegensatz dazu liefert der differentielle Wirkungsquerschnitt nur eine Kombination der 1S - und 1D - und der 3P -Streuphasen. Um jedoch in unmittelbarer Weise die Streuphasen aus den Messungen ableiten zu können, benötigt man beide Größen einzeln.

8) Zusammenhang der ${}^3\text{P}$ -Streuphasen mit den Größen des Streupotentials

Über die Nukleon-Nukleon-Kraft sind folgende grundlegende Eigenschaften bekannt:

- Sie ist kurzreichweitig
- Sie ist annähernd unabhängig von der elektrischen Ladung
- Sie hängt ab von der relativen Orientierung der Spins der wechselwirkenden Teilchen
- Sie ist nicht vollständig zentral
- Sie hat einen abstoßenden Kern

Bekannter Anteil der Nukleon-Nukleon-Kraft ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Ein möglicher Ausdruck für das nicht zentrale Wechselwirkungspotential zweier Nukleonen mit einer Abhängigkeit von den Koordinaten und Spins lautet:

$$V = V_C(r) + V_{LS}(r) \underline{\sigma} \cdot \underline{L}; \quad \underline{\sigma} = \underline{\sigma}_1 + \underline{\sigma}_2 \quad (42)$$

$V_C(r)$ und $V_{LS}(r)$ werden als Zentral- und Spin-Bahn-Potential bezeichnet, $\underline{\sigma}_1$ und $\underline{\sigma}_2$ sind die zugehörigen Paulimatriz en.

Aus Untersuchungen des "einfachsten" Kerns, des Deuterons, findet man, daß der Bahndrehimpuls der zwei Nukleonen bezüglich ihres Schwerpunktes kein Bewegungsintegral ist. Will man das elektrische Quadrupolmoment und das magnetische Dipolmoment des Deuterons erklären, muß man annehmen, daß die Kernkräfte zwischen zwei Nukleonen keine reinen Zentralkräfte sind. In diesem System lassen sich die jeweiligen Zustände nicht nach den Werten des Drehimpulses klassifizieren. Dieser nichtzentrale Anteil der Wechselwirkung zwischen Nukleonen wird als Tensorpotential bezeichnet. Das kleine Quadrupolmoment des Deuterons selbst gibt aber noch keinen Hinweis auf die Kleinheit der Tensorkräfte. Anhand der bekannten experimentellen Werte kann man keine eindeutige Wahl für die Größe der Tensorkräfte bei gegebener Form des Potentials treffen. Man kann den Anteil der Tensorkräfte vergrößern, wenn man diese Vergrößerung durch eine entsprechende Verkleinerung der Zentralkräfte kompensiert. Größe und Reichweite der Tensorkräfte unterscheiden sich im allgemeinen nicht sehr stark von den entsprechenden Werten für die Zentralkräfte. Möglicherweise besitzt das Tensorpotential

eine etwas größere Reichweite und ist auch nicht ganz so tief wie das Potential der Zentralkräfte (39).

Gammel und Thaler (40) haben gezeigt, daß für ein Potential der Form, welches zentrale und nichtzentrale Anteile enthält,

$$V(r) = V_C(r) + (\sigma_1 \cdot \sigma_2 - \frac{3(\sigma_1 \cdot r)(\sigma_2 \cdot r)}{r^2}) V_T(r) + V_{LS}(r) \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_2 \quad (43)$$

in Born'scher Näherung die P-Streuphasen ein Maß für Zentral-, Tensor- und Spin-Bahn-Kräfte-Anteile sind.

$$\begin{aligned} \delta_p^0 &= \Delta_C + 4 \Delta_T - 2 \Delta_{LS} \\ \delta_p^1 &= \Delta_C - 2 \Delta_T - \Delta_{LS} \\ \delta_p^2 &= \Delta_C + \frac{2}{5} \Delta_T + \Delta_{LS} \end{aligned} \quad (44)$$

$$\text{wobei: } \Delta = -\frac{m \cdot k}{4 \pi \hbar^2} \int V(r) j_l^2(kr) r^2 dr$$

Aus Gl. 44 und Gl. 41 kann man folgende Gleichung ableiten:

$$\frac{1/A_{yy} + A_{xx}/A_{yy}}{1 - A_{xx}/A_{yy}} = \frac{(6/5 - \Delta_{LS}/\Delta_T)^2}{(6/5 + \Delta_{LS}/\Delta_T)^2} \quad (45)$$

Wie man sieht, genügt zur Bestimmung der relativen Stärke von LS- und Tensorkraft die Bestimmung von A_{yy} und A_{xx} . Mit dem in dieser Arbeit gemessenen Wert A_{yy} und einem der Saclay-Arbeit entnommenen Wert von A_{xx} wurde ein Wert des Verhältnisses Δ_{LS}/Δ_T angegeben.

II. Experimenteller Aufbau

Es ist allgemein bekannt, daß man polarisierte Protonentargets durch dynamische Kernpolarisation der Protonen in gewissen geeigneten Substanzen verwirklichen kann, indem man sie bei einer Temperatur um 1 K in ein starkes Magnetfeld bringt und Mikrowellenstrahlung entsprechender Frequenz aussetzt. Die Größe der Targetpolarisation wird an diesem polarisierten Protonentarget mittels des inneren Feldes ^(41,42,57) (PIF-Methode) gemessen.

Einen polarisierten Protonenstrahl erzeugt man heute im wesentlichen nach dem Atomstrahlprinzip oder dem Lambshift-Verfahren. Die Bestimmung der so erzeugten Strahlpolarisation erfolgt meist mit einem sogenannten ⁴He-Polarimeter, unter Ausnutzen der hohen Analysierstärke der ($\vec{p}$ -⁴He)-Streuung.

Der Nachweis der geladenen Reaktionsteilchen in der ($\vec{p}$ - $\vec{p}$)- und ($\vec{p}$ -⁴He)-Streuung erfolgt in herkömmlicher Weise mit Si-Oberflächensperrschichtzählern, deren Signale in einer entsprechenden Nachfolgeelektronik verarbeitet und mittels Rechenmaschinen PDP 11 und PDP 7 on-Line analysiert werden.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten der gesamten Meßanordnung beschrieben, welche die zur Bestimmung von A_{yy} notwendigen Daten über die Streuasymmetrie ϵ_y , die Strahlpolarisation p und die Targetpolarisation $\bar{p}'$ liefert.

1. Der polarisierte Protonenstrahl

1.1 Erzeugung

Am Erlanger Tandem-Beschleuniger werden polarisierte Ionen nach dem sogenannten Lambshiftverfahren ⁽⁴³⁾ erzeugt. Die einzelnen Elemente der Lambshiftquelle (abgekürzt: LSQ) sind in Fig. 1 dargestellt.

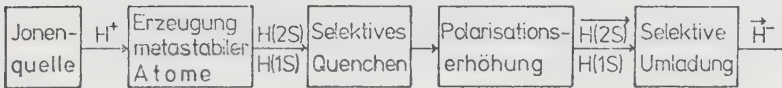


Fig. 1: Blockdiagramm einer Lambshiftquelle

Die Polarisation des Strahls beträgt am Target bei Protonen ungefähr 70 % ... 80 %, bei einer möglichen Strahlintensität von 5 nA ... 30 nA. Die Strahlgeometrie wird durch Blenden und das Strahlführungssystem bestimmt. Hinter der LSQ stehen zur Drehung der Polarisationsrichtung zwei Elemente zur Verfügung. Es handelt sich hierbei um einen Solenoid mit einem zur Strahlachse parallelen Magnetfeld (z-Richtung) und um ein sogenanntes Wienfilter. Die Einstellwerte dieser beiden Elemente für die größtmögliche Polarisation am Target wurden in früheren Messungen ⁽⁴⁴⁾ bestimmt. Die Werte sind für polarisierte Protonen in der TH Süd (Target-Halle Süd):

$$J_{\text{Solenoid}} = + 12 \text{ A}$$

$$J_{\text{Wien}} = + 0.35 \text{ Skt} = 0.175 \text{ A}$$

Für die in dieser Arbeit zu bestimmende Komponente A_{yy} (90°) des Spin-korrelationstensors wird die Streuasymmetrie ϵ_y bei der $(\vec{p}, \vec{p})$ -Streuung (vgl. Gl. 38, I) gemessen, indem die Strahlpolarisation in zeitlich regelmäßigen Abständen von der (+)- nach (-)-Richtung (senkrecht zur Streuebene) umgeschaltet wird. Dies ist an der Lambshiftquelle leicht möglich und wird im folgenden kurz beschrieben.

1.2 Spinumschaltung in der LSQ

Die apparative Vorrichtung und ihre Funktion sind ausführlich in ⁽⁴⁵⁾ beschrieben. Die zur Polarisationserhöhung notwendige Anordnung von magnetischen und elektrischen Feldern wird allgemein kurz als SONA-Übergang (nach P. Sona, 1967) bezeichnet.

Durch Umpolen der SONA-Spulen und der Spulen über dem selektiven Umladebereich (Argonkanal) erhält man am Target den Übergang in y-Richtung:

Polarisation (+) $\longrightarrow$ Polarisation (-).

Das Umpolen der Magnetfelder beeinflusst jedoch die ionen-optischen Eigenschaften des Strahls in der Quelle, da die Teilchen im SONA-Übergang neutrale Atome sind, im Umladekanal aber negativ geladen sind. Daher ergibt sich ein Springen des Strahlflecks im Takt der Umpolfrequenz. Durch enge Geometrie und geeignete Fokussierung am Low-Energy-Eingang des Beschleunigers lassen sich die dadurch verursachten Fehler, wie

- nicht gleiche Intensitäten am Target für verschiedene Polarisationsrichtungen
- Änderungen der Raumwinkel in der Streugeometrie im Takt der Schal. Frequenz

zwar weitgehend vermeiden, aber nicht ausschließen, so daß Korrekturen bei der Auswertung erforderlich werden. Im Gegensatz dazu beeinflusst die Möglichkeit, durch Anlegen eines schwachen transversalen Magnetfeldes im Bereich des nichtadiabatischen Nulldurchgangs der SONA-Spulen, die

Polarisation "EIN - AUS"

zu schalten, die ionenoptischen Eigenschaften nicht. Der Nachteil ist, daß diese Methode die doppelte Meßzeit bei gleichem Strom beanspruchen würde, um den gleichen statistischen Fehler bei der Streuasymmetriemessung zu erhalten. Dies läßt die kurze Lebensdauer des Targetkristalls als alternative Meßmethode nicht zu. Korrekturen bzw. Vermeidung der aufgeführten Fehler bei der Polarisationsumschaltung $(+) \rightarrow (-)$ werden in Anhang C ausführlich diskutiert.

Parallel zur Umschaltung der Felder in einem bestimmten, vorwählbaren Zeitintervall liefert die Apparatur

- Steuersignale, die z.B. ein Routing-System so steuern, daß Impulse von Streuteilchen im Polarisationszustand $(+)$ bzw. $(-)$ in verschiedene Datenbereiche der zur Datenerfassung benutzten Rechenmaschinen PDP 7 und PDP 11 eingeordnet werden.
- stoppt sie die Analyse während der "Übergangszeit", das ist die Zeit, die zum Umpolen der Felder benötigt wird.

2. Strahlpolarisationsmessung mittels eines Kaltgas ^4He -Polarimeters

Bei der Strahlpolarisationsmessung sind eine Reihe von grundlegenden Anforderungen und Bedingungen zu berücksichtigen, die sich zum Teil aus kernphysikalischen Gründen, aber auch aus Überlegungen zur Aufrechterhaltung der Strahleigenschaft hinsichtlich des Experiments am polarisierten Target ergeben:

- a) Das eigentliche Experiment am polarisierten Target darf durch das Polarimeter nicht beeinflusst werden, das unmittelbar vor dessen experimentellem Aufbau im Strahlführungssystem eingebaut ist.
- b) Die Messung der Polarisierung p des Protonenstrahls erfolgt mittels der Asymmetrie ϵ bei der elastischen Streuung der Protonen an ^4He unter 115° .
- c) Die Möglichkeit der Strahlpolarisationsmessung während des Schusses auf das Target. Dies erlaubt eine Gaszelle mit Ein- und Austrittsfolie (jeweils 2.5μ Havar) im Strahlengang.

- d) Die beim Experiment notwendigen geringen Strahlströme bedingen eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit des Polarimeters für die elastische Streuung von Protonen an ^4He . Aus diesem Grund arbeitet das Polarimeter mit Heliumgas tiefer Temperatur. In den bisherigen Experimenten bei einer Temperatur von 77 K.

Die Bestimmung der Strahlpolarisation erfolgt aus der Streuasymmetrie ϵ der ($\vec{p}$ - ^4He)-Streuung über den Zusammenhang

$$\epsilon(\theta) = p \cdot A(\theta)$$

wobei die Analysierstärke $A(\theta)$ im Laborwinkelbereich um $\theta = 115^\circ$ Werte bei 1 aufweist und nur eine geringe Energie- und Winkelabhängigkeit zeigt. Um die endliche Detektorgeometrie zu berücksichtigen, wurde eine effektive Analysierstärke A_{eff} einmal theoretisch berechnet (siehe Zulassungsarbeit M. Krautwurst) und zum anderen mittels Vergleichsmessungen bekannter Analysierstärken der (p - ^{12}C)-Streuung experimentell bestimmt (siehe Zulassungsarbeit R. Schmelzer). Die Ergebnisse sind

$$(A_{\text{eff}})_{\text{theoret}} = 0.991 \text{ (vorläufiger Wert)}$$

$$(A_{\text{eff}})_{\text{exp}} = 0.99 \pm 0.01$$

Zur Berechnung der Strahlpolarisation wird die experimentell bestimmte effektive Analysierstärke verwendet.

Messungen mit dem Polarimeter zeigen, daß die Polarisationswerte für beide Polarisationsrichtungen bei der Umschaltung betragsmäßig nicht gleich sind und deshalb bei der Auswertung der Streuasymmetriemessungen Korrekturen angebracht werden müssen, die in Anhang C näher diskutiert werden. Weitere Einzelheiten über das Polarimeter finden sich in ⁽⁴⁴⁾.

3. Supraleitender Magnet und Einsatz-Kryostat

Ausführlich ist die supraleitende Version des Erlanger Polarisierten Protonentargets in ⁽⁴⁶⁾ dargestellt. Die Umstellung von einem normalen Eisenmagneten auf einen supraleitenden Magneten hatte eine neue Konstruktion der gesamten Anordnung zur Folge. Fig. 2 zeigt die neue Gesamtkonstruktion im vertikalen Schnitt.

Die Hauptspulen (3) erzeugen ein Magnetfeld von maximal 3 T in der Targetregion (1) mit einer relativen Homogenität von 4×10^{-5} innerhalb einer Kugel von 10 mm Durchmesser. Die zeitliche Stabilität des Feldes beträgt 3×10^{-6} /h im sogenannten "persistent-mode"-Betrieb.

Der Targetblock wird über einen flüssig-Helium abgepumpten Targetkryostaten (2) auf 1.25 K abgekühlt. Die Standzeit des Target-Kryostaten mit einer Heliumfüllung von 1.75 l beträgt ungefähr 20 Stunden.

Fig. 3a,b und Fig. 4 zeigen in vereinfachter Form vertikale und horizontale Schnitte durch den Targetbereich. Das Target wird im Bereich der größten Feldhomogenität mittels eines Positionsstiftes zentriert ((15) in Fig. 3) und Verstellerschrauben am Kryostatkopf ((6) in Fig. 2) bezüglich der Detektoranordnung der Höhe nach justiert. Der Targetblock ((3) in Fig. 3) ist so ausgelegt, daß das abgepumpte flüssige Helium der Temperatur 1.25 K unmittelbar den Hohlraumresonator und damit den Kristall indirekt über Kontakt kühlt. Der Kontakt erfolgt über eine ungefähr 10 μ dicke KEL-F-Schicht auf der 10 μ Ag-Folie, welche auf dem Resonator weich aufgelötet wird. Der Resonator selbst ist in der Streuebene von einem 30 mm hohen Tantalring umgeben, der entsprechende Blenden für den einlaufenden Strahl (8 mm Kreisblende) und die gestreuten Teilchen (6 mm x 6 mm links und 4 mm x 6 mm rechts) besitzt. Eine weitere Tantalblende (5 mm Kreisblende) als strahlbegrenzende Blende für das Target befindet sich unmittelbar auf dem Einschub des Targetblocks ((3) in Fig. 3). Die zum Nachweis der gestreuten Teilchen benutzten Si-Oberflächensperrschichtdetektoren befinden sich außerhalb des Targetringes zwischen den sogenannten "Spacern" ((2) in Fig. 4) auf einer justierten Halterung, befestigt am flüssigen N₂-Strahlungsschild des Magnetkryostaten. Zur Abschirmung von nicht erwünschten Streuteilchen sind die Detektoren darüberhinaus noch in Aluminiumhäuschen eingebaut.

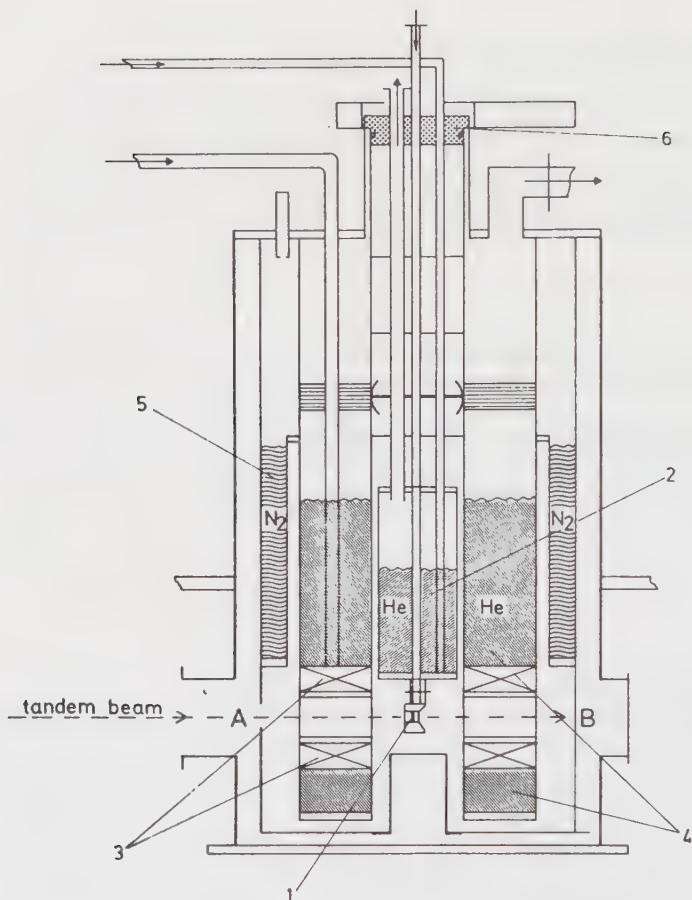


Fig. 2: Schematischer vertikaler Schnitt durch Einsatz- und Magnetkryostat: 1) Targethalter und Resonator, 2) Targeinsatzkryostat, 3) Supraleitende Spulen des Magneten, 4) Magnetkryostat, 5) N_2 -Mantel, 6) Kryostatkopf mit Verstellsschrauben

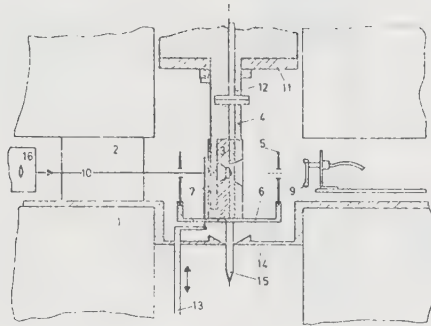


Fig. 3a: Vertikaler Schnitt durch die Targetregion: 1) Heliumgefäß untere Magnetspule, 2) Spulenabstandshalter (Spacer), 3) Targetkupferblock, 4) flüssiges Helim, abgepumpt zum Kühlen des Targetblocks, 5) Tantalring mit Blenden, 6) Cup (nicht mehr vorhanden), 7) Strahlshutter, 9) Si-Detektor, 10) einlaufender Protonenstrahl, 11) Bodenflansch des Einsatzkryostaten, 12) RG-Hohlleiter, 13) elektromagnetisch betätigbarer mechanischer Shutterhub, 14) Fangring, 15) Positionsstift

Zum Schutz des Targetkristalles außerhalb der Beschußzeiten, zur Messung des gewünschten Targetstromes vor und nach einem Schuß und zur Festlegung definierter Beschußzeiten dient ein elektromagnetisch betätigter Strahl-Shutter ((7) in Fig. 3).

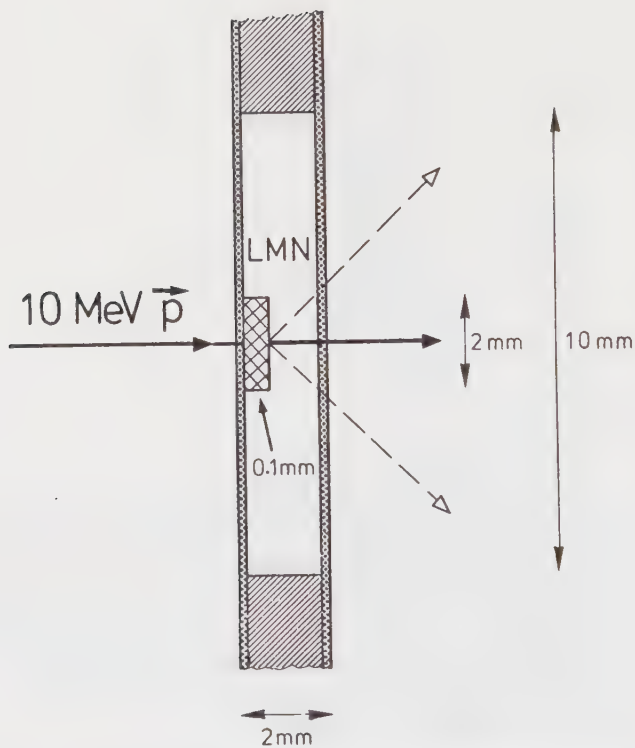


Fig. 3b: Schnitt durch den Resonator mit eingebautem Kristall

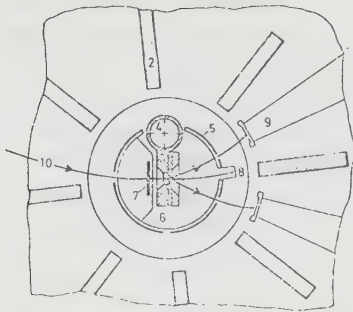


Fig. 4: Horizontaler Schnitt durch die Targetregion in der Feldmitte (die Nummern sind die gleichen wie Fig. 3a)

4. Polarisiertes Target

4.1 Allgemeine Grundlagen

Als Targetsubstanz wird ein Lanthanmagnesiumnitrat-Einkristall ($\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{ H}_2\text{O}$, abgekürzt LMN) verwendet, dessen Kristallwasserprotonen polarisiert werden. Der Kristall wird aus einer mit 1 % paramagnetischen Neodym-Ionen versetzten Lösung gezogen. Der LMN-Kristall befindet sich im Experiment aus mikrowellentechnischen Gründen in einem Hohlraumresonator (vgl. II.3.).

Die Auslegung des polarisierten Protonen-Targets für Niederenergieexperimente (Einschußenergie $\leq 12 \text{ MeV}$) stellt besondere Anforderungen:

- die Notwendigkeit eines dünnen Kristalls
- eine dünne Austrittsfolie des Resonators zwischen Kristall und Detektoren

Die beiden Anforderungen eines dünnen Kristalls und einer dünnen Austrittsfolie sind bedingt durch die Notwendigkeit, gestreute Protonen niedriger Energie nachzuweisen. Weiter sind

- eine dünne Eintrittsfolie am Resonator im Strahlengang notwendig. Dabei soll das Flächengewicht der Folie in gleicher Größenordnung wie dasjenige des Kristalls sein. Dies ist erstrebenswert, damit die Zahl der in der Eintrittsfolie gestreuten Protonen nicht wesentlich größer ist als diejenige der im Kristall gestreuten Protonen. Damit ist die Wahrscheinlichkeit von davon herrührenden Mehrfachstreuungen vernachlässigbar klein. Begrenzt wird die Dicke der Folie nach unten durch die Anforderung, die Kühlleistung des Targetblocks an den Kristall weiterzuleiten.
- eine möglichst gleichmäßige Polarisationsverteilung über den Gesamtkristall erforderlich. Frühere Messungen haben ergeben, daß am Kristallrand Polarisationsabnahmen $\leq 10\%$ auftreten können ⁽⁴⁷⁾. Diese werden aber bei der integralen Polarisationsbestimmung, wie sie durch die PIF-Methode erfolgt, miteinbezogen.
- eine möglichst hohe Polarisation des Kristalls wünschenswert.

4.2 LMN-Kristall

Es wird ein LMN-Kristall mit 1 % Neodym (Nd) dotiert verwendet, da damit hohe Polarisierungen zu erreichen sind. Außerdem ist er leicht zu handhaben und relativ unempfindlich gegen Veränderungen bei Raumtemperatur. Alkohole ⁽⁴⁸⁾ (z.B. Butanol), wie sie in Hochenergetargets benutzt werden, wären aufgrund der Ausheilbarkeit von Strahlenschäden wesentlich günstiger. Von der Statistik der Streuung gesehen bedeutet nämlich eine Abnahme der Polarisation des Kristalls um den Faktor 2 gleichzeitig einen Faktor 4 in der Zählrate. Es wäre deshalb günstig, die ursprünglich hohe Targetpolarisation immer wieder erneuern zu können. Außerdem enthalten Alkohole einen um den Faktor 4 höheren Anteil an Protonen pro Volumen.

Die bei Niederenergieexperimenten erforderlichen geringen Targetdicken sind aber bisher mit gefrorenen Alkoholen nirgends hergestellt worden.

Aufgrund der Notwendigkeit, einen dünnen LMN-Kristall zu verwenden, wurde mit einem kombinierten Streusimulations- und Energieverlustprogramm ⁽⁴⁹⁾ für verschiedene Kristalldicken die Energie der gestreuten Protonen bzw. der Rückstoßprotonen als Funktion des Streuortes im Kristall und des Streuwinkels berechnet (Fig. 5,6). Daraus leitet man die richtige Kristalldicke ab und vermeidet Zählratenverluste, indem man den LMN-Kristall zu dünn bzw. zu dick wählt. Im ersten Fall verliert man reaktionsfähige Streuteilchen, im zweiten Fall sind die gestreuten Protonen wegen zu hohen Energieverlusten nicht mehr nachzuweisen.

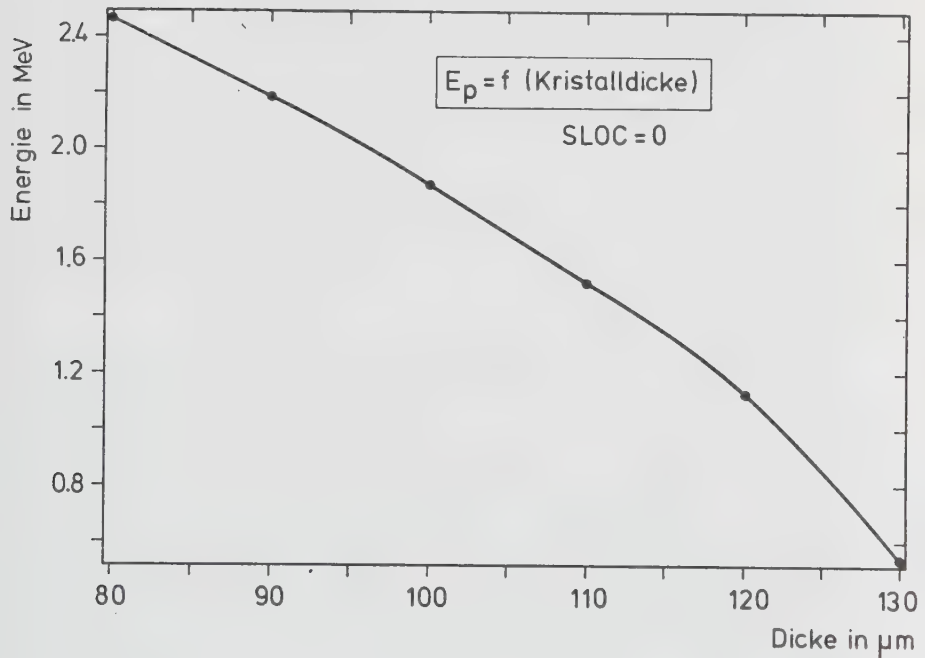


Fig. 5: Energien der gestreuten bzw. Rückstoßprotonen bei Streuung am Eintritt in den Kristall (SLOC = 0)

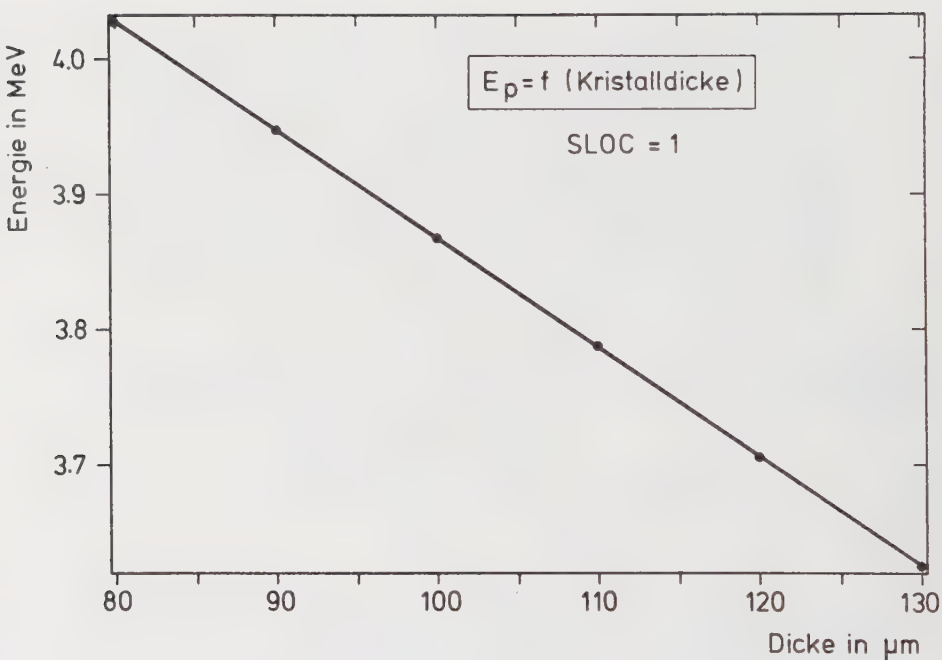


Fig. 6: Energien der gestreuten bzw. Rückstoßprotonen bei Streuung am Austritt aus dem Kristall (SLOC = 1)

Der Parameter SLOC = 0 bezeichnet die Rechnungen für einen Streuort am Eintritt in den Kristall, während SLOC = 1 die Rechnungen für die Streuung am Austritt aus dem Kristall bezeichnet, d.h. das Streuteilchen durchläuft mit einer Anfangsenergie von 10 MeV unter Energieverlust den gesamten Kristall und streut dann. Bei SLOC = 0 streuen die Teilchen unter 90° (c.m.-System) mit der Anfangsenergie 10 MeV und durchlaufen dann den Kristall schräg unter Energieverlust. Daraus ergibt sich dann das verschiedene Energieverhalten der Teilchen in Abhängigkeit vom Streuort im Targetkristall.

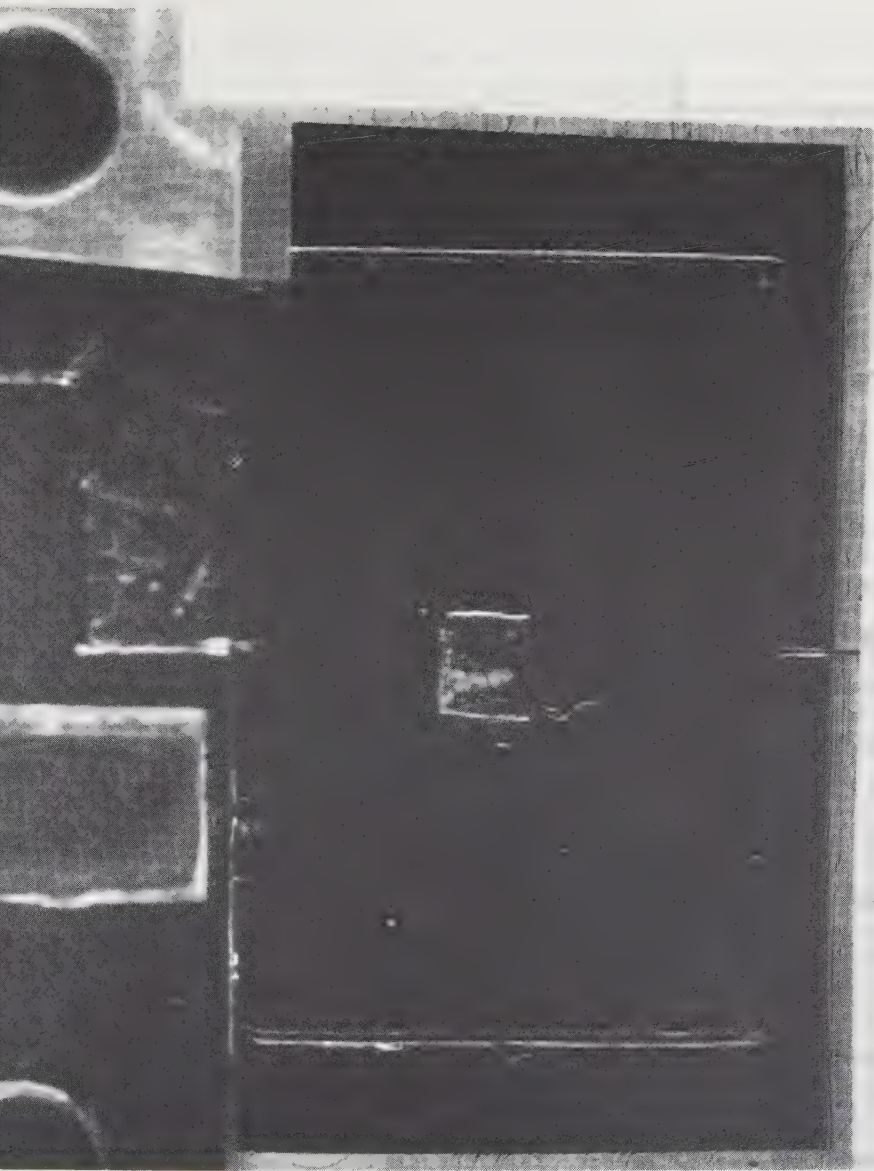


Fig. 7: Eingebauter Kristall im Resonator. Als Maßstabsvergleich ist der Resonator auf Millimeterpapier gelegt.

Die Dicke, Breite und Länge (die Kantenlängen des quaderförmigen LMN-Kristalls) werden unter dem Mikroskop ausgemessen. Die üblichen Maße sind 2.2 mm x 2.2 mm x 0.1 mm. Den bei geöffnetem Resonator eingebauten LMN-Kristall zeigt Fig. 7. Beim Durchgang der Protonen durch den Kristall rufen s' Strahlenschäden hervor, welche eine Abnahme der Polarisierung zur Folge haben. Ein bei früheren Messungen beobachteter Wert (bei vergleichbaren Bedingungen) der Polarisationsabnahme um den Faktor 2 durch eine Teilchendosis von $4.5 \cdot 10^{12}$ Protonen/cm² läßt sich aus den hier zugrundeliegenden Experimenten am Erlanger Polarisierten Protonentarget bestätigen.

4.3 Mikrowellensystem

Beim Erlanger Polarisierten Protonentarget wird ein Mikrowellenspektrometer sowohl benutzt, die sogenannten "verbotenen" Übergänge zu sättigen, d.h. den Kristall zu polarisieren, als auch die Polarisation mittels der PIF-Methode (41,42,43) (Polarisationsmessung mit Hilfe des inneren Feldes) zu messen. Als Mikrowellengenerator wird ein Rückwärtswellenoszillator verwendet, ein Karzinotron Co40B der Firma Thomson CSF mit einem regelbaren Frequenzbereich von 68 bis 72 GHz. Die maximale Mikrowellenausgangsleistung beträgt 10 Watt (50). Die Frequenzstabilität von $1 \times 10^{-9}/h$ wird durch die gleiche phasenstarre Kopplungstechnik erreicht, beschrieben in (51).

Die Notwendigkeit, Protonen nachzuweisen, gestreut unter Winkeln bis $\pm 50^\circ$ in der horizontalen Ebene, erfordert eine flache Form des Mikrowellenresonators. Diese Anforderung wurde durch eine sogenannte "Sandwich"-Bauweise verwirklicht, d.h. der Resonatorblock (vgl. II.3.) besteht aus zwei Teilen:

- a) dem Träger: Er ist direkt mit dem Einsatzkryostaten verbunden und bewirkt die Kühlung des eigentlichen Resonators. Auf der konischen Einschußöffnung des Trägers ist eine 5mm-Kreisblende aus Tantal (1 mm dick) aufgeschraubt, welche die Streuung von Protonen des Strahls am Konus verhindern soll. Das Material des Trägers ist Kupfer.

"SANDWICH" CAVITY

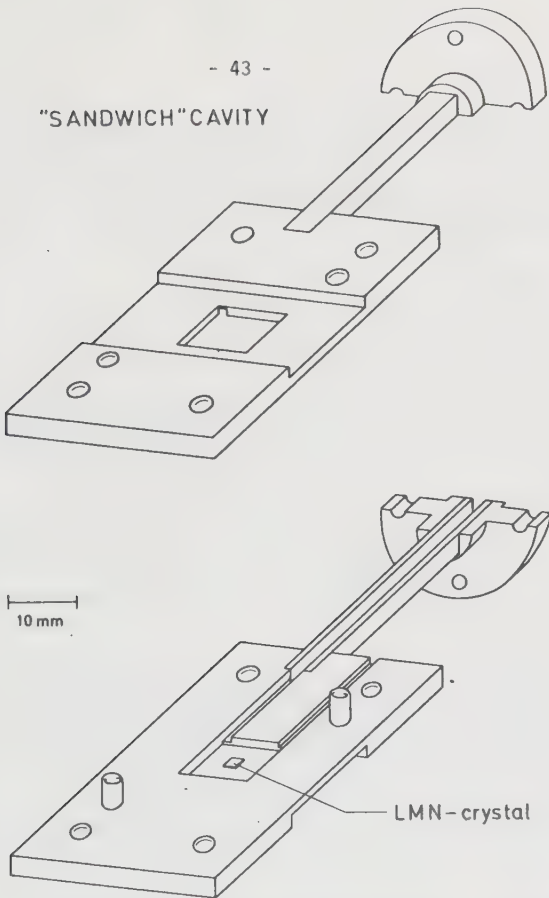


Fig. 8: Resonatorkern des Mikrowellenresonators in "Sandwich"-Bauweise

- b) dem Resonatorkern: Er ist in Fig. 8 dargestellt. Im Gegensatz zum Träger ist er aus Tombak gefertigt. Die Besonderheit des Resonatorkerns ist, daß er, einschließlich Mikrowellenhohlleiter, in zwei Hälften zerlegbar ist ("Sandwich"). Der Resonatorhohlraum ($10 \times 15 \times 2.22 \text{ mm}^3$) wird gebildet durch den teilbaren Resonatorkern und zwei Ag-Folien ($10 \text{ }\mu\text{m}$ dick) als Eintritts- und Austrittsfolien. Beide sind auf je einen Teil des Resonatorkerns weich aufgelötet. Die Wahl der Materialien Tombak für den Resonatorkern und Silber für die Folien erfolgte aus dem unterschiedlichen Kontraktionsverhalten beim Abkühlen beider Stoffe. Dies hat zur Folge, daß sich die aufgelöteten Silberfolien beim Abkühlen straffen. Durch das Auflöten der Folien ergab sich die Notwendigkeit, den Resonatorkern auseinandernehmen zu können, um den Kristall bezüglich der 5 mm Kreisblende am Konus definiert einzubauen.

Um entartete Schwingungsmoden des Resonators zu vermeiden, die auch durch verschiedene Ankopplung an den Hohlraum nicht zu unterscheiden sind, wurde von der früheren quadratischen Grundform abgegangen. Der neue rechteckige Resonator hat die Kantenlängen:

$$a = 10 \text{ mm}$$

$$b = 15 \text{ mm}$$

$$c = 2.22 \text{ mm}$$

Damit können alle verschiedenen möglichen Schwingungszustände beobachtet und zweifelsfrei durch Vergleich mit berechneten Frequenzen identifiziert werden. Der Resonator schwingt im H_{101} -Mode, wodurch gewährleistet ist, daß eine konstante und hohe Mikrowellenfeldstärke am Ort des gesamten LMN-Kristalls herrscht. Eine weitere Änderung gegenüber früheren Konstruktionen in (52) ist die Abkehr von der früheren Art der Schlitzankopplung des Hohlleiters an den Resonator, welche durch die Zerlegbarkeit des Resonatorkerns erforderlich wurde.

Der früher noch vorhandene Resonatordeckel mit Ausschlußkonus (siehe Fig. 3) entfällt, der Resonatorkern ist direkt auf dem Träger aufgeschraubt. Zur Verbesserung der Übertragung der Kühlleistung werden zwischen dem Resonator-kern und dem Träger Bleifolien beigelegt und mit angepreßt.

Zum Nachweis der ESR-Linie mittels Lock-in-Technik wird dem Hauptfeld B_0 ein mit 17 Hz schwingendes Modulationsfeld überlagert.

4.4 Messung der Targetpolarisation

Die Targetpolarisation wird durch PIF gemessen. Die theoretischen und praktischen Betrachtungen von PIF wurden ausführlich in (41,42,43) diskutiert. Die einfache Formel

$$\Delta S = \frac{\partial S}{\partial B} \cdot \gamma \cdot p \quad (1)$$

ist in (53) hergeleitet worden, wobei

p die Protonenpolarisation

und $\frac{\partial S}{\partial B}$ die Steigung des differenzierten Absorptionssignals der ESR-Linie im linearen Teil

darstellt. Der Faktor γ hängt ab von der Gestalt des Targetkristalls und von der Struktur des LMN-Kristalls; γ läßt sich dann für einen quaderförmigen Kristall berechnen. ΔS bedeutet die Verschiebung des differenzierten Absorptionssignals, wenn der Polarisationsmechanismus abgeschaltet wird und das innere Feld mit der Proton-Spin-Gitterrelaxationszeit T_{1n} zerfällt. Damit ergibt sich

$$\delta = \Delta S \cdot \exp(-t/T_{1n}) + S_0$$

In Fig. 9 ist das ESR-Signal bezüglich seiner Reproduzierbarkeit 10 mal übereinandergeschrieben. Die Gesamtmeßzeit beträgt ungefähr 60 Minuten. Die Abbildung zeigt die ESR bei so großer Lock-in-Verstärkung, daß der zentrale Teil der ESR-Linie fast linear verläuft. Hier ist die Signalamplitude außerordentlich empfindlich auf kleine Feldänderungen. Wenn man zunächst die Protonen durch hinreichend lange Einstrahlung in die "verbotene" Linie polarisiert und dann schnell in den linearen Teil der ESR schaltet, kann man den einsetzenden exponentiellen Zerfall der Protonenpolarisation und damit des inneren Feldes über die Verschiebung der erlaubten Linie beobachten.

Fig. 10 zeigt ein Beispiel der gemessenen Zerfallskurven. Man beachte die Stabilität der Anordnung, die sich aus der im Anschluß an den exponentiellen Zerfall vorgenommenen Feldeichung ergibt. An dieser Stelle muß gesagt werden, daß für eine erfolgreiche Anwendung von PIF die ausgezeichnete Zeitstabilität des Magnetfeldes (siehe II.3.) und die Frequenzstabilität des Karzinotrons (siehe II., 4.3) unbedingt erforderlich sind. Üblicherweise werden Targetpolarisationen erreicht und gemessen zwischen 60 und 80 %. Um derartige Targetpolarisationen entsprechender Höhe zu messen, sind an der Apparatur des Targets folgende Parameter durch vorausgehende Messungen zu bestimmen, um die jeweils optimalen Einstellungen zu finden:

Phase des Lock-in-Verstärkers
Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers
Mikrowelleneinstrahlleistung
Modulationsfeldstärke
Mikrowelleneinstrahldauer
Mikrowelleneinstrahlungsfeld B_+ und B_-
Reproduzierbarkeit der PIF-Messungen

Im einzelnen sind diese Messungen im Anhang H beschrieben.

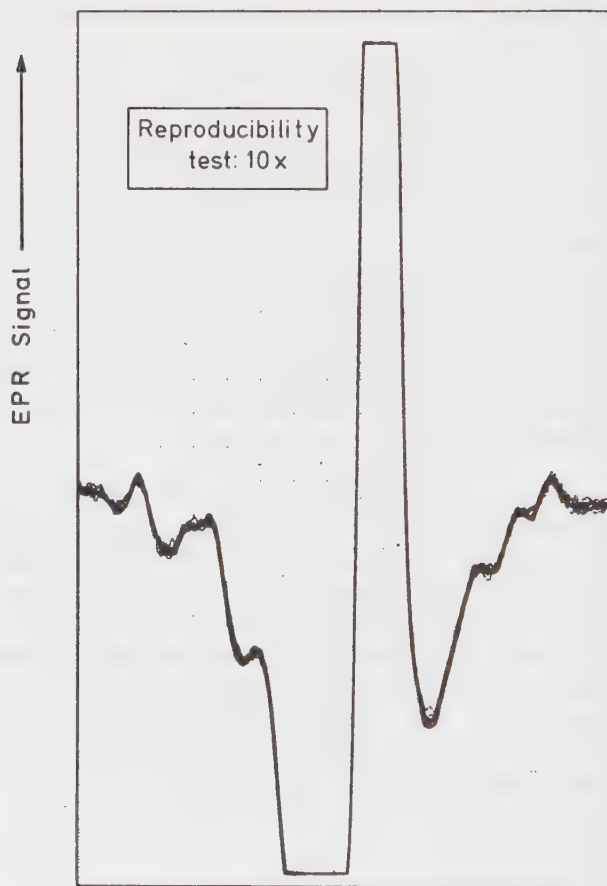


Fig. 9: Reproduzierbarkeit des ESR-Signals

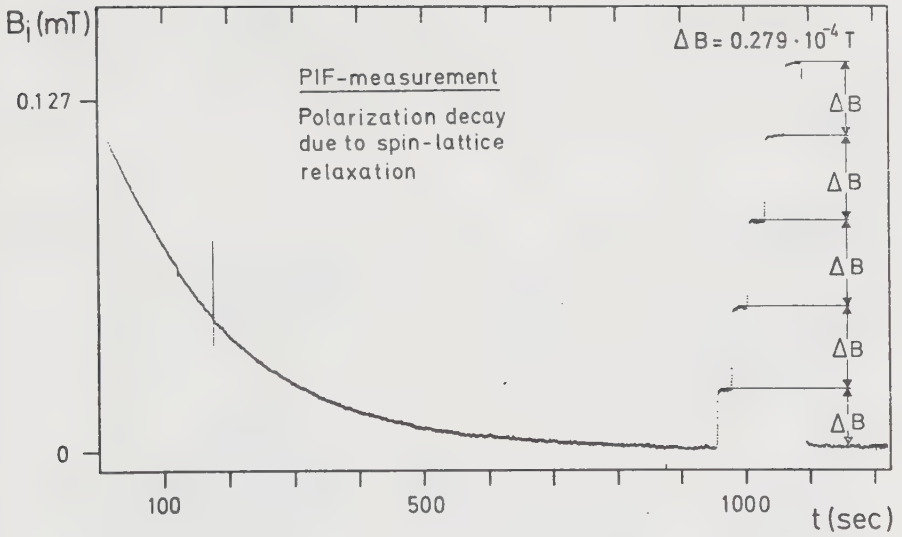


Fig. 10: Gemessene PIF-Kurve

5. Teilchennachweissystem

5.1 Polarimeter

Die unter $\theta_{lab} = 115^\circ$ elastisch gestreuten Protonen der Reaktion ($\bar{p} - {}^4\text{He}$) werden mit zwei Si-Oberflächensperrschichtdetektoren der Dicke 500 μm nachgewiesen und die Impulse in einem Routingsystem mit anschließender PDP 7 on-Line analysiert (siehe Fig. 11). Mit Hilfe der automatischen Polarisationsumkehr ⁽⁴⁵⁾ der LSQ wird die Strahlpolarisation alle 10 Sekunden umgepolt und die den beiden Polarisationsrichtungen entsprechenden Streuergebnisse werden in verschiedene Datenbereiche der PDP 7 eingezählt. Ein typisches Spektrum zeigt Fig. 12.

5.2 Polarisiertes Target

Da das Target außer Protonen noch viele andere Kerne enthält da an den Ag-Folien des Resonators elastische Protonenstreuung auftritt, ist es unumgänglich, gestreute und dazu korrelierte Rückstoßprotonen in Koinzidenz nachzuweisen. Die Detektoranordnung besteht aus zwei Si-Oberflächensperrschichtdetektoren der Dicke 1000 μm unter $\theta_{lab} = 45^\circ$, 315° und $\varphi = 0^\circ$. Der Abstand zwischen Targetkristall und den Detektoren beträgt 27 mm.

Zwei Blenden mit Blendenmitte unter $\theta_{lab} = 315^\circ$ von der Fläche 4 mm x 6 mm und unter $\theta_{lab} = 45^\circ$ von der Fläche 6 mm x 6 mm begrenzen die effektive Zählfläche der jeweiligen Detektoren. Die unterschiedlichen Blendengrößen wurden deshalb gewählt, um unter anderem der fokussierenden bzw. defokussierenden Wirkung des Magnetfeldes B_0 auf die Teilchenbahnen Rechnung zu tragen. Die kleinere der beiden 4 mm x 6 mm ist hierbei die die Koinzidenzzählrate bestimmende Blende. Diese Blenden entsprechen in Strahlrichtung für den

$$\begin{array}{ll} \text{linken Detektor:} & \theta = 314.9^\circ \pm 5^\circ \quad \varphi = \pm 8^\circ \\ \text{rechten Detektor:} & \theta = 48.0^\circ \pm 8^\circ \quad \varphi = \pm 8^\circ \end{array} \quad (\text{s. Fig. 13})$$

Fig. 14 zeigt das Blockschaltbild der elektronischen Meßanordnung mit angeschlossener on-Line Datenverarbeitung. Es werden damit jeweils aufgenommen die

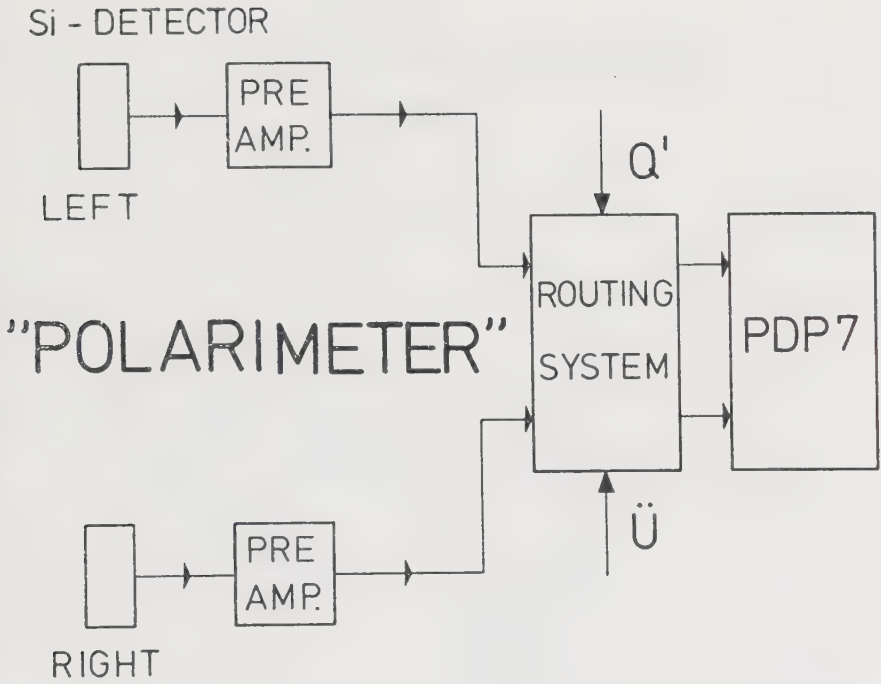


Fig. 11: Blockschaltbild der Nachweiselektronik für das Polarimeter

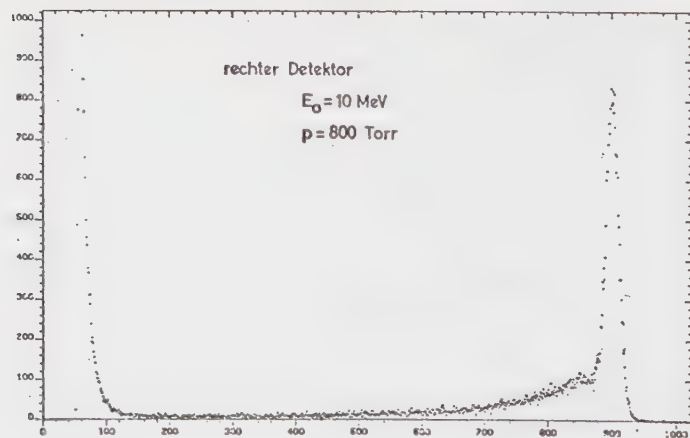
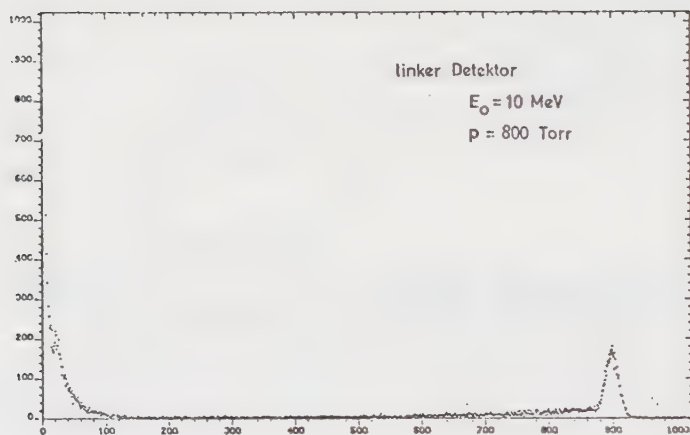


Fig. 12: Typisches Polarimeterspektrum für linken und rechten Detektor

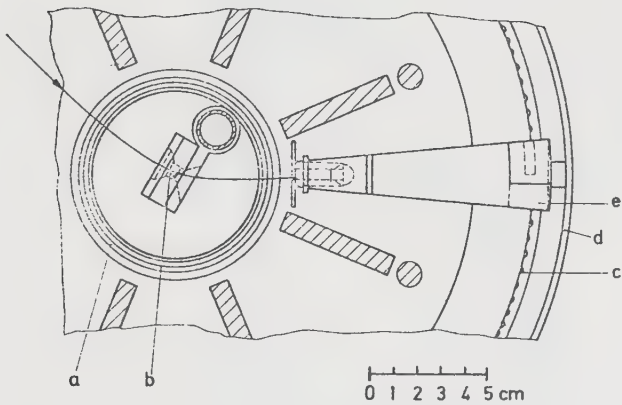


Fig. 13: Detektoranordnung: a) Tantalring, b) Targetresonator,
c) tragende Laufschiene, d) flüssiges N_2 -Strahlungsschild,
e) Haltebleche für Detektor

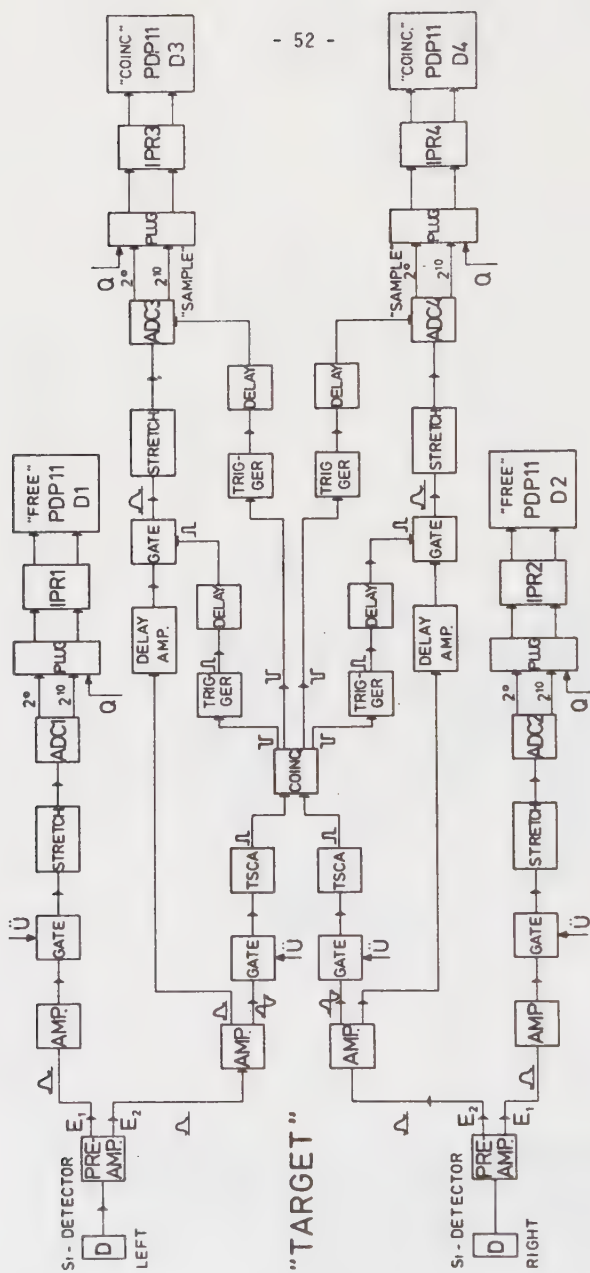


Fig. 14: Blockschaltbild der Nachfolgeelektronik am polarisierten Targe

($\vec{p}$ - $\vec{p}$)-Koinzidenzspektren des linken und rechten Detektors

und die

gesamten Streuspektren des linken und rechten Detektors.

Deren Auswertung ist notwendig für Korrekturen an den Koinzidenzzählraten (siehe III.).

Die Notwendigkeit, sowohl die Koinzidenz- als auch die Gesamtspektren aufzunehmen, schließt die Analyse analog wie beim Polarimeter über das Routingsystem aus, welches vom Prinzip her gerade koinzidente Ereignisse in mehreren Spektren verwirft. Um den Sperrmechanismus des Routingsystems zu umgehen, müßte man die Signale der zugehörigen Spektren um mehr als 10 μ sec gegeneinander verzögern, was zu umständlich ist und den Einsatz von je einem Analog-to-Digital Converter (ADC) für jedes Spektrum rechtfertigt.

Als Folge der Nichtverwendung des Routingsystems werden dessen Funktionen wie

Stopp der Analyse während der Übergangszeit

und das

Setzen eines Zusatzbits bei der Polarisationsumschaltung

extern vorgenommen. Die von der automatischen Polarisationsumschaltung kommenden Signale werden hierzu verstärkt und über Treiberstufen vierfach verzweigt (siehe Anhang G).

Im einzelnen werden die Signale der Energieausgänge E_i der Vorverstärker über Hauptverstärker und Lineares Gate direkt in den ADCs 3 und 4 analysiert, über Input-Register (IR) des CAMAC-Interface der PDP 11 zugeführt und dort in die entsprechenden Datenbereiche D 3 und D 4 einsortiert (D 3 entspricht dem linken Detektor, D 4 dem rechten Detektor).

Die Signale der Energieausgänge E 2 der Vorverstärker werden in den folgenden Hauptverstärkern verzweigt. Die bipolaren Ausgangssignale erzeugen nach dem Linearen Gate (welches während der Übergangszeit sperrt) in den zeitbestimmenden Einkanaldiskriminatoren (TSCA) Normsignale, welche in einer Koinzidenzstufe bei einer maximalen Zeitdifferenz von 800 nsec der Signale an beiden Eingängen ein Koinzidenzsignal erzeugen.

Die unipolaren Ausgangssignale des Hauptverstärkers werden in zeitlicher Korrelation auf den Analogeingang eines weiteren Linearen Gates gegeben, die Koinzidenzsignale auf den Steuereingang. Bei gleichzeitigem Anliegen von Analog- und Steuersignal werden die entsprechenden koinzidenten Energiesignale durchgelassen und in den ADCs 1 und 2 analysiert, über Input-Register des CAMAC-Interface der PDP 11 zugeführt und dort in die Datenbereiche D 1 (linker Detektor) und D 2 (rechter Detektor) einsortiert. Die Betriebsart "SAMPLE" für die ADCs 1 und 2 dient als zusätzliche Sicherung, mögliche falsche Koinzidenzen auszuschließen. Die Rate an zufälligen Ereignissen bei den gewählten Strahlströmen ist kleiner 10^{-3} . Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Systems in beiden Zweigen und für beide Polarisationsrichtungen wird mit einem Pulser laufend überprüft und ist innerhalb der Meßgenauigkeit gleich.

Die während der Polarisationsumkehr laufende Analyse wird in den ersten Linearen Gates in jedem Zweig über ein am Steuereingang anliegendes Signal ("Übergangszeit") gestoppt. Die mit einer Auflösung von 1 K (= 1024 Kanälen) vom ADC kommenden Signale werden am Eingang des jeweiligen Input-Registers bei der Polarisationsumschaltung (+) $\rightarrow$ (-) durch das Signal Q "Polarisationsumkehr" um jeweils 1024 Kanäle angehoben. In der PDP 11 sind also in einem Datenbereich 2048 Kanäle bereitzustellen, wobei zwischen Kanal 1 und 1024 die Spektren, zugehörig zur Polarisationsrichtung (+) und zwischen Kanal 1025 und 2048 die Spektren, zugehörig zur Polarisationsrichtung (-) einsortiert werden.

Fig. 15 zeigt ein Beispiel für ein Koinzidenzspektrum. Die Pfeilsymbole bezeichnen Parallelität und Antiparallelität von Strahl- und Targetpolarisation. Man sieht unmittelbar, daß bei antiparallelen Spins stärkere Streuung erfolgt, was einem negativen Wert der Spinkorrelationskomponente A_{yy} entspricht.

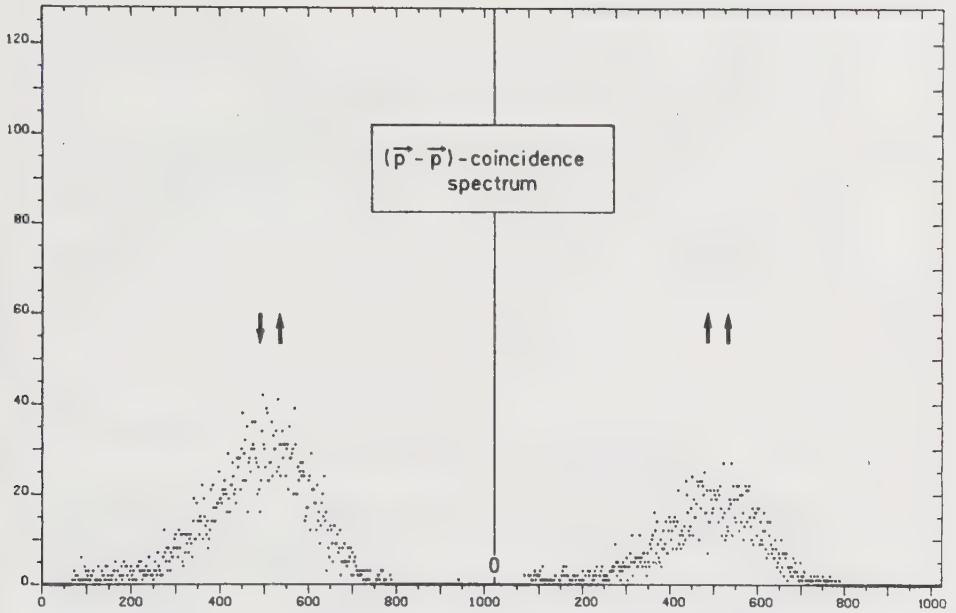


Fig. 15: p-p-Koinzidenzspektrum für zwei Spinstellung bei der Streuung von polarisierten Protonen an polarisierten Protonen des Targets

6. FN-Tandembeschleuniger

Protonenenergie E_p : 10.700 ± 0.002 MeV vor dem Polarimeter

Protonenenergie E_p : 10.000 ± 0.400 MeV am LMN-Kristall

Die um 0.700 MeV höhere Tandemenergie gegenüber der Streuenergie von 10.000 MeV beruht auf der Korrektur der Energieverluste des Strahls.

- a) im Polarimeter (Eintritts- und Austrittsfolie von 2.5 μm Havar; Heliumgas von $p = 1000$ Torr, $T = 77$ K, Weg $s = 12$ mm)
- b) in einer 5 μm dicken Au-Folie (siehe Anhang F)
- c) in der 10 μm Ag-Eintrittsfolie des Resonators
- d) in der KEL-F Klebeschicht, mit der der Kristall auf die Ag-Eintrittsfolie des Resonators geklebt ist; Dicke ≈ 10 μm

Die Energieverluste berechnete ein Computerprogramm. Möglicherweise auftretende Depolarisationseffekte im Strahl wurden vernachlässigt aufgrund der Annahme, daß es sich, wenn vorhanden, um kleine Effekte handelt. Sie werden trotzdem zur Zeit im Rahmen einer Diplomarbeit (E. Witzgall) untersucht.

7. Zusammenfassung

Nach Beschreibung der einzelnen Komponenten, die notwendig sind und gleichzeitig funktionieren müssen, um ein vollständiges Streuexperiment zur Bestimmung von A_{yy} (90°) bei 10 MeV durchzuführen, werden abschließend die wichtigsten Betriebsdaten im Überblick aufgeführt:

Tandem

Protonenenergie $E_p = 10.700 \pm 0.002$ MeV

^4He -Polarimeter

$p = 1000$ Torr

$T = 77$ K

$A_{\text{eff}} = 0.99 \pm 0.01$

Magnet (supraleitend)

$$B_0 = 1.86 \text{ T}$$

$$\text{relative Feldhomogenität: } 4 \times 10^{-5}$$

$$\text{relative zeitliche Feldstabilität: } 3 \times 10^{-6}/\text{h}$$

$$\text{Modulationsfrequenz: } \nu_{\text{Mod}} = 17 \text{ Hz}$$

Mikrowellen

$$\text{Resonatormode: } H_{101}$$

$$\text{Frequenz: } \nu = 69 \text{ GHz}$$

Target

$$\text{Targetsubstanz: } \text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{ H}_2\text{O} \text{ (Einkristall)}$$

zu polarisierende Protonen

$$\text{Dotierung: } 1 \% \text{ Neodym-Ionen}$$

$$\text{Targettemperatur: } T = 1.25 \text{ K}$$

$$\text{Kristalldicke: } d = 0.1 \text{ mm} = 20 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$\text{Polarisationsgrad: } p = 60 \dots 80 \%$$

$$\text{Polarisierung: } \text{mittels dynamischer Kernpolarisation}$$

$$\text{Polarisationsmessung: } \text{mittels PIF}$$

$$\text{Streuwinkel } \theta_{\text{lab}}: 45^\circ \pm 8^\circ, 315^\circ \pm 5^\circ$$

$$\varphi: \pm 8^\circ$$

III. Durchführung und Auswertung der A_{yy} -Messungen

Unter Benutzung der einfachen Beziehung (Gl. 38 aus Kap. I):

$$\epsilon_y(90^\circ) = p_y \bar{p}_y' A_{yy}(90^\circ)$$

traten bei der Auswertung der Messungen zunächst Unstimmigkeiten auf. Diese sind darauf zurückzuführen, daß einige experimentelle Voraussetzungen, die der anfangs gegebenen einfachen Auswerteformel zugrunde liegen, in der Praxis nicht erfüllt bzw. nicht zu erfüllen sind.

Die genauere Analyse zeigt eine Reihe von Effekten auf, deren Berücksichtigung für den Erfolg des Experiments, der Durchführung und seiner Auswertung entscheidend ist.

In Abschnitt A dieses Kapitels wird die experimentelle Durchführung des Experiments behandelt, immer im Hinblick auf eine reelle und vernünftige Auswertung der erhaltenen Meßergebnisse. Der Teil B dient dann der Darlegung der Berechnung der anzubringenden Korrekturen als Konsequenz der experimentellen Durchführung und Bedingungen.

A) Durchführung der Messungen

Nach den vorbereitenden Messungen zur Bestimmung der optimalen Einstellungen der Parameter am Mikrowellenspektrometer (siehe III., 4.4) wird vor dem eigentlichen Streuexperiment, in Abhängigkeit von der erreichten Targetpolarisation des unbestrahlten Kristalls, die Zahl der "Teilschüsse" mit den zugehörigen Zählraten berechnet. Aus noch darzulegenden Gründen (vgl. 1.5) zerlegt man nämlich das Gesamtexperiment in mehrere (in der Regel 6 bis 8) Teilexperimente, die sogenannten "Teilschüsse" oder "Schüsse". Zuerst werden nun die tatsächlichen experimentellen Bedingungen und ihre Konsequenz dargelegt.

1. Reale experimentelle Bedingungen

- 1.1 Stromasymmetrien
- 1.2 Homogene Ausleuchtung
- 1.3 Polarisationsasymmetrien
- 1.4 Ag-Analysierstärke
- 1.5 Optimale Dosis, Zerlegung in Einzelschüsse
- 1.6 Endliche Geometrie
- 1.7 A_{xx} -Komponentenbeimischung

zu 1.1 Stromasymmetrien

Man beobachtet, daß bei sonst gleichen Verhältnissen die Teilchenstromstärke von der Polarisationsrichtung nicht ganz unabhängig ist. Dies führt bei gleicher Dauer der Schaltperioden für die Polarisationsumkehr zu falschen Asymmetrien. Bei den üblichen Analysierstärkemessungen macht sich dieser Fehler nicht bemerkbar, da er durch die sogenannte Doppelzählerauswertung vollständig eliminiert wird. Diese Möglichkeit entfällt jedoch grundsätzlich bei einem Koinzidenzexperiment.

Abhilfe wird auf folgende Weise gefunden: Bei homogener Ausleuchtung von Targetkristall und Silberfolie geben die elastisch am Silber gestreuten Protonen ein relatives Maß für die auf eine Polarisationsrichtung während des ganzen "runs" (= Schußzeit) entfallende Dosis. Fig. 16 zeigt die zugehörigen gesamten Streuspektren für beide Polarisationsrichtungen. Der bei der höchsten Energie liegende "peak" ist den elastisch an den Silberfolien gestreuten Protonen zuzuordnen. Man erkennt deutlich an der verschieden großen "peak"-Höhe die unterschiedlichen Zählraten aufgrund der unterschiedlichen Stromstärken. Aus den gewonnenen Zählraten lassen sich mit erheblicher Genauigkeit Korrekturen bestimmen, die den Einfluß der Stromasymmetrie auf die A_{yy} -Messung beseitigen.

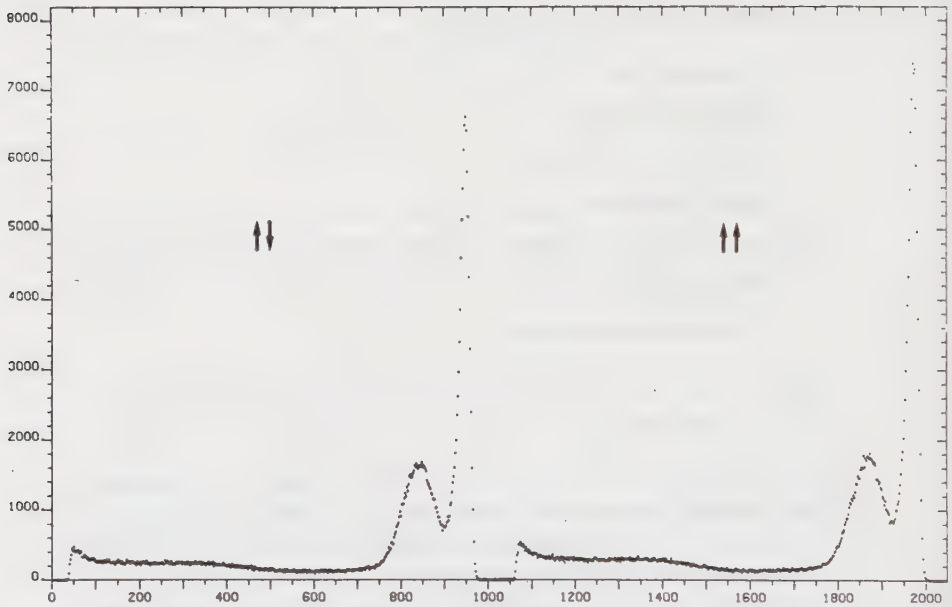


Fig. 16: Gesamtspektren der elastischen Streuprozesse an einem polarisierten Protonentarget

zu 1.2 Homogene Ausleuchtung

Es ist klar, daß die eben beschriebene Stromasymmetrie-Korrektur erst dann zuverlässige Ergebnisse liefert, wenn die vollständig homogene Ausleuchtung von Targetkristall und Silberfolie gesichert ist. Zu diesem Zweck nutzt man folgendes:

Etwa 70 cm vor dem Target wird eine 5 μm starke Goldfolie als Streuer in den Strahl gebracht. Durch das dabei auftretende Winkelstragglung des Primärstrahls wird die homogene Ausleuchtung erzwungen. Dies erweist sich als eine der wesentlichen Bedingungen für das Gelingen der Experimente (vgl. Anhang F).

zu 1.3 Polarisationsasymmetrie

Auch Polarisationsasymmetrien werden beobachtet, d.h. um einige Prozente verschiedene Polarisationsbeträge in den Polarisationsrichtungen (+) und (-). Sie werden bei den A_{yy} -Messungen mit Hilfe des Kaltgas ^4He -Polarimeters für die Strahlpolarisation gemessen und dann herauskorrigiert (vgl. Anhang C).

Dazu werden unmittelbar vor und nach jedem "Schuß" mit unpolarisiertem Strahl, d.h. SONA-Übergang I, II aus, Störfeld an und Argonfeld geschaltet mit der Umpolfrequenz insgesamt vier Zählraten der Polarimeterdetektoren gemessen. Unterwirft man diese Zählraten der üblichen Doppelzählerauswertung, so erhält man eine Asymmetrie, die wesentlich größer ist als die eigentliche apparative Asymmetrie, die sich aus der Messung mit SONA-Übergang I, II aus, Störfeld an u n d Argonfeld aus, ergibt.

Die Ursache liegt darin, daß im Umladebereich des Argonkanals die geschalteten magnetischen Felder die ionenoptischen Eigenschaften der beiden Polaritäten nicht reproduzieren. Die Folge ist ein "Springen" des Strahlflecks im Takt der Umschaltfrequenz. Dieses "Springen" läßt sich zwar über die Einschubbedingungen am Low-Energy-Eingang des Beschleunigers etwas korrigieren, aber nicht vermeiden. Arbeitet man im Strahlführungssystem mit kleinen Blenden (am Polarimeter ist die Einschubblende eine Kreisblende von 1 mm $\varnothing$), so macht sich dieses "Springen" durch Raumwinkeländerungen in der Streugeometrie besonders störend bemerkbar.

Die im Quellenzustand ausgeschalteter Polarisation, aber geschaltetem Argonkanalfeld gewonnenen Zählraten werden genutzt, Faktoren g_{+} zu gewinnen, um die während des Schusses gemessenen Polarisationswerte für (+)- und (-)-Richtung zu korrigieren.

zu 1.4 Silber-Analysierstärke

Um ganz sicher zu gehen, daß nicht durch eine etwa vorhandene Analysierstärke bei der elastischen Streuung der polarisierten Protonen am Silber ein neuer Fehler der Stromasymmetriekorrektur auftritt, wurde in einem gesonderten Experiment die Analysierstärke der $\text{Ag}(\vec{p}, p_0)\text{Ag}$ -Streuung im interessierenden Winkel- und Energiebereich gemessen. Die Ergebnisse sind in Fig. 17 graphisch dargestellt (vgl. Anhang E).

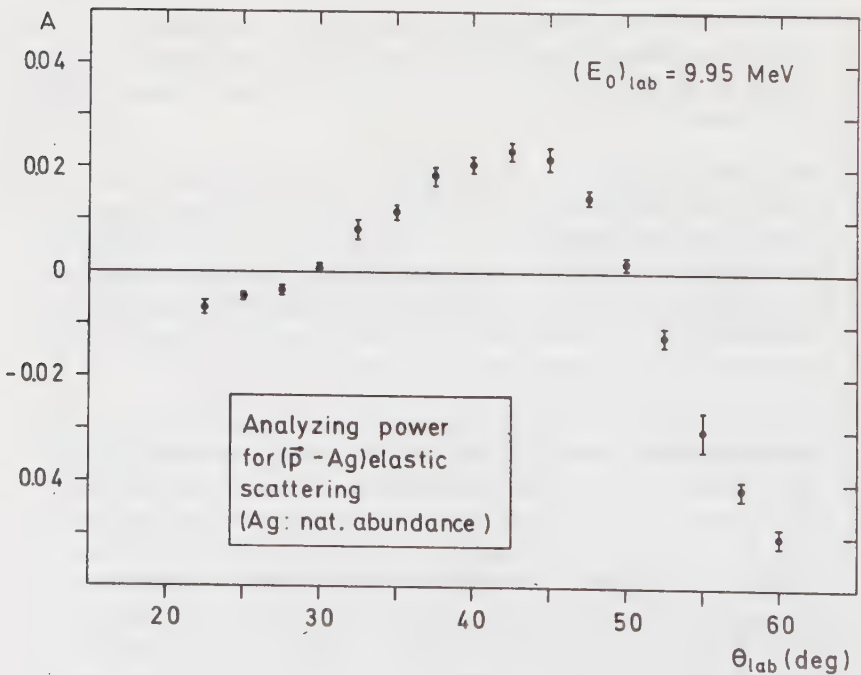


Fig. 17: Messung der Analysierstärke der $\text{Ag}(\vec{p}, p_0)\text{Ag}$ -Streuung

zu 1.5 Optimale Dosis

Ein wichtiger Punkt ist der Polarisationsabfall im LMN-Kristall infolge von Strahlenschäden. Im allgemeinen liegt die Annahme zugrunde, daß die erreichbare Targetpolarisation in guter Näherung exponentiell von der Bestrahlungsdosis abhängig ist. Bei diesem Target erzielt man ungefähr 16000 Koinzidenzereignisse, bis die Targetpolarisation auf $1/e$ abgefallen ist, wobei die Zahl von Experiment zu Experiment verschieden ist. Es stellt sich nun die Frage, wie lange soll man das Target beschießen, um die optimale statistische Genauigkeit zu erreichen? Wegen des Polarisationsabfalls im Kristall ist es nicht so wie sonst, daß der statistische Fehler der Messung monoton kleiner wird mit wachsender Meßzeit. Fig. 18 zeigt berechnete Kurven für den statistischen Fehler der A_{yy} -Messung am polarisierten Protonentarget. N/N_0 ist die Bestrahlungsdosis bezogen auf die $1/e$ -Dosis N_0 . Man sieht, daß man kurz vor Erreichen der $1/e$ -Dosis mit der Bestrahlung aufhören sollte, weil dann keine weitere Genauigkeitssteigerung mehr zu erreichen ist. Ebenso ist eine hohe Strahl- und Targetpolarisation Voraussetzung für das Erreichen einer guten statistischen Genauigkeit. Aufgrund der vorangegangenen Überlegungen zerlegt man den ganzen Schuß auf das Target in mehrere Teilschüsse wachsender Zählrate, um einmal bei allen ziemlich die gleiche Genauigkeit zu haben und zum anderen über einen Exponentialfit die tatsächliche $1/e$ Dosis zu bestimmen und in die Auswertung einzubringen.

zu 1.6 Endliche Geometrie

Aufgrund der Streugeometrie werden nicht alle koinzidenten Protonen, gestreut unter 90° bei den endlichen Blendengrößen nachgewiesen. Mittels eines Computerprogramms wurden deshalb in Abhängigkeit vom Streuort im Targetkristall die Streu- und Rückstoßprotonen berechnet, die durch die Blende $4 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ gehen und die unter 90° dazugestreuten. Für zwei Streuorte im Kristall zeigt Fig. 19 die "Abbildung" der Blende $4 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ bei der Streuung. Als Folge dieser Rechnungen wurde die Blendengröße der zugehörigen Blende unter 90° auf $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ festgelegt. Insgesamt ergibt sich für diese Blendengrößen eine effektive Koinzidenzzählrate

$$\eta = 0.65 \pm 0.10$$

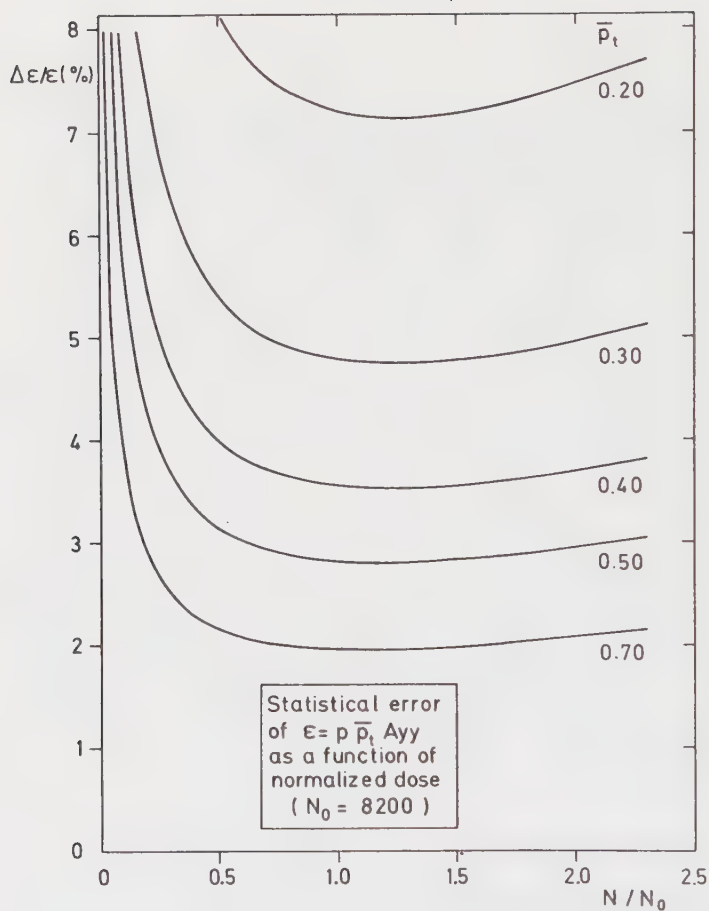


Fig. 18: Abhängigkeit des statistischen Fehlers als Funktion der normierten Dosis

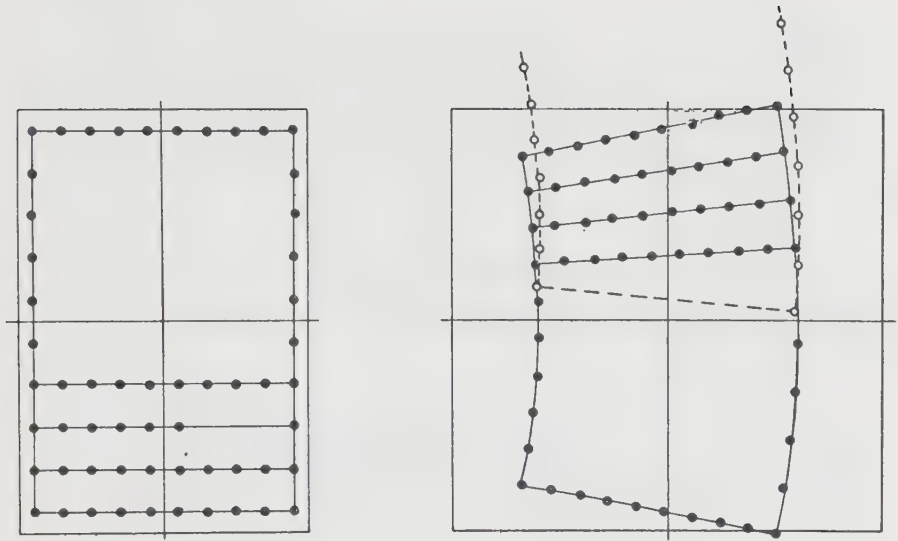


Fig. 19a: Abbildung der koinzidenzbestimmenden Blende 4 mm x 6 mm bei der Streuung auf die unter 90° dazu stehende Blende 6 mm x 6 mm in Abhängigkeit vom Streuort im Kristall

- : Streuung in der Targetmitte (Koordinaten $(x,y) = (0,0)$)
- : Streuung an der Kante links unten (Koordinaten $(x,y) = (-1.5, -1.5)$)

zu 1.7 A_{xx} -Komponentenbeimischung

Aufgrund der endlichen φ -Winkelöffnungen von $\pm 8^\circ$ ergibt sich bei der A_{yy} -Messung ein kleiner Beitrag von A_{xx} . Ein $\varphi = + 8^\circ$ liefert eine Beimischung zum ϵ_y von $0.008 \cdot p\bar{p}' \cdot A_{xx}(8^\circ)$ interpoliert aus (47), welche aber bei der folgenden Auswertung wegen der geringen Größe nicht berücksichtigt wird.

2. Kurzbeschreibung des experimentellen Vorgehens

2.1 Vor dem eigentlichen Streuexperiment

a) Präparation des Targetkristalls

Aus dem aus einer Kristallzuchtapparatur gewonnenen LMN-Einkristall wird ein den späteren Kristallmaßen entsprechendes quaderförmiges Stück herausgeschnitten. Auf einem mit destilliertem Wasser leicht getränkten Seidentuch wird der Quader dann manuell auf die gewünschte Dicke herabgeschliffen. Die Dicke wird laufend unter dem Mikroskop bestimmt, gleichzeitig wird dabei darauf geachtet, daß der Kristall plan geschliffen ist, d.h. daß kein "keilförmiger" Kristall entsteht.

b) Präparation des Mikrowellenresonators

Die "Sandwich"-Bauweise des Resonators erlaubt es, den Resonatorkern zu teilen. Damit ist es möglich, die Resonatorfolien weich aufzulöten. Die Folge ist, daß nach einem Experiment die Folien des Resonators durch den Abkühl- und Aufwärmprozeß irreversibel faltig werden und deshalb erneuert werden müssen. Daher ist es notwendig, jedes Mal die Resonanzeigenschaft des Resonators neu auszumessen, um Resonatoren hoher Güte zu erhalten. Bestimmt wird die Resonanzfrequenz des H_{101} -Modes, dem Betriebsmode, neben zwei weiteren rechnerisch identifizierbaren anderen Resonatormoden im warmen Zustand und ohne Kristall.

Anschließend wird der Kristall mittels des protonenfreien Klebers KEL-F auf die Eintrittsfolie des Resonators geklebt. Die Klebermasse ist so dimensioniert, daß die entstehende Kleberschicht ungefähr 10 μm dick ist. Aufgrund der dielektrischen Eigenschaften des Kristalls verschiebt sich durch seinen Einbau die Frequenz des H_{101} -Modes, sie wird neu gemessen. Dann wird das ganze System (Resonator und Einsatzkryostat) in die Meßanordnung (Magnetkryostat) eingebaut und langsam auf 77 K abgekühlt; dabei wird laufend die Frequenz des H_{101} -Modes auf dem Oszillographen als Monitor beobachtet (siehe Fig. 19b). In der Regel erhöht sich durch das Abkühlen die Frequenz um etwa 300 MHz. Nun ist das System für das eigentliche Tieftemperaturexperiment betriebsbereit.

c) Messungen am Mikrowellenspektrometer

Diese umfänglichen Vorabmessungen sind ausführlich in Anhang H beschrieben.

2.2 Das Streuexperiment

Das gesamte Experiment wird in "Teilschüsse" wachsender Zählrate zerlegt. Vor jedem "Teilschuß" wird am Target die Targetpolarisation aus Gründen der Reproduzierbarkeit mehrfach gemessen. Gleichzeitig wird im Polarimeter mittels der Spinumschaltung "UP-DOWN" an der LSQ die Strahlpolarisation laufend gemessen. Dabei ist das Target selbst durch den elektrisch betätigbaren Shutter vor Teilchenbeschuß geschützt.

Während des Einstrahlens der Mikrowellen zum Aufpolarisieren des Kristalls unmittelbar vor dem Streuexperiment wird im Polarimeter der unpolarisierte Strahl bei eingeschalteter Umpolung des Argonkanal-Feldes analysiert.

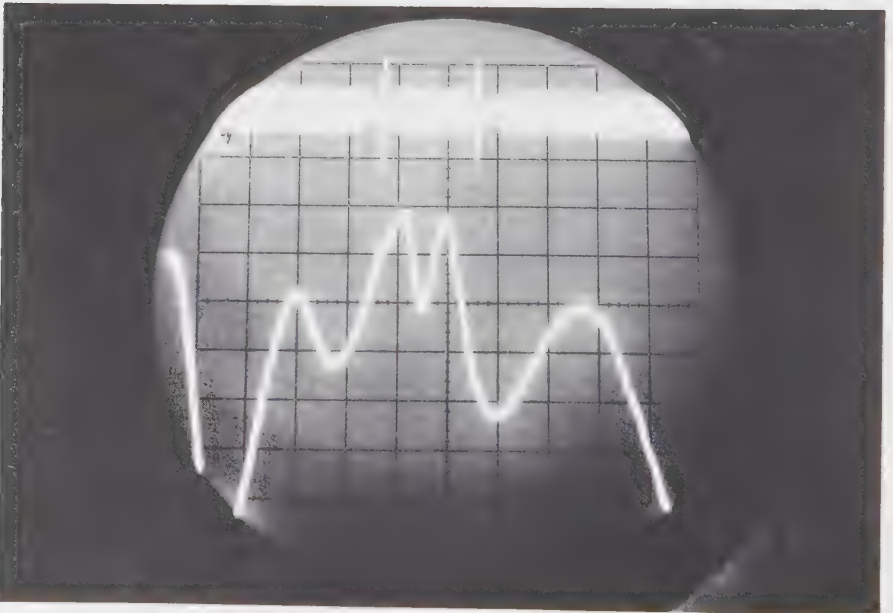
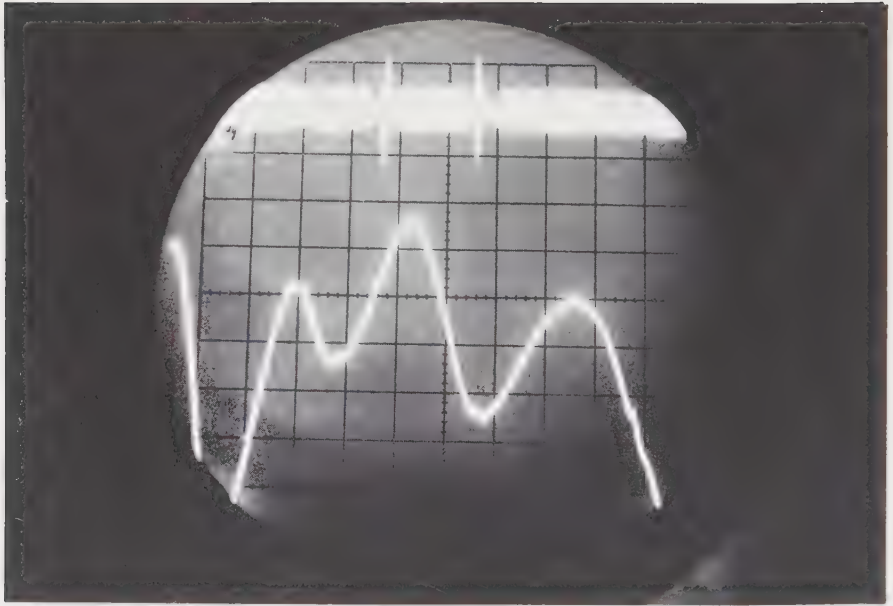


Fig. 19b: Oszillographenbild des reflektierten Signals des Resonators
ohne ESR-Resonanz (oben) und mit ESR-Resonanz (unten)

Zum Start des Streuexperiments wird die Strahlpolarisation wieder eingeschaltet, wobei die Shutterströme in der Größenordnung 10 bis 15 pA liegen, was ungefähr 2 bis 3 pA auf den Kristall entsprechen. Nach Ablauf der Zeit zum Aufpolarisieren des Kristalls (= Einstrahldauer, üblicherweise: 16 Minuten) wird nun der Shutter geöffnet und der polarisierte Strahl auf den polarisierten Kristall freigegeben. Gleichzeitig startet die Analyse der Teilchenspektren für Polarimeter- und Targetdetektoren an den on-Line Rechenmaschinen PDP 7 und PDP 11. In der PDP 7 werden die Polarimeterspektren analysiert, in der PDP 11 die Koinzidenzspektren für den linken und rechten Detektor für beide Spinstellungen sowie die zugehörigen Gesamtspektren der Streuung aufgenommen. Bei Erreichen der gewünschten Zählrate wird der Shutter geschlossen und die Analyse an den Rechenmaschinen gestoppt.

Gleichzeitig mit Schließen des Shutters beginnt am Target die Polarisationsmessung mittels PIF unmittelbar nach dem "Schuß". Sie wird in der Folge aus Reproduzierbarkeitsgründen ebenfalls mehrfach wiederholt. Während der unmittelbaren Messung der Targetpolarisation nach dem jeweiligen "Teilschuß" wird wieder der unpolarisierte Strahl unter den gleichen Bedingungen wie unmittelbar vor dem jeweiligen "Teilschuß" analysiert. Im weiteren Verlauf erfolgen im Polarimeter dann weitere Messungen bei eingeschalteter Strahlpolarisation bis zum nächsten "Teilschuß".

Die eben dargelegte Meßprozedur an Target und Polarimeter wiederholt sich nun laufend bis die $1/e$ Dosis im Kristall erreicht ist. Damit ist dann das Experiment abgeschlossen.

B) Auswertung der A_{yy} -Messungen

1. Vorbemerkungen

Unter Berücksichtigung der aufgeführten realen experimentellen Bedingungen geht die Auswertung unter folgenden Voraussetzungen vonstatten:

- 1) Die Homogenität der Ausleuchtung von LMN-Kristall und Resonator-Ag-Folie ist durch die vorgeschaltete 5 μm Goldfolie gewährleistet.
- 2) Es gibt zeitliche Fluktuationen der Strahlstromdichte.
- 3) Bei der automatischen Polarisationsumschaltung sind die mittleren Stromdichten j_+ und j_- in den beiden Polarisationsrichtungen nicht exakt gleich. Dies führt zur sogenannten "Stromasymmetrie", die durch die Auswertung der "Silberpeaks" herauskorrigiert werden muß.
- 4) Durch die Polarisationsumschaltung bedingte Strahlfleckschwankungen am Target wirken sich wegen der homogenen Ausleuchtung nur im Sinne der "Stromasymmetrie" aus, bewirken jedoch keine Änderungen der Streugeometrie, im Gegensatz zur Polarisationsmessung im Polarimeter.
- 5) Im Zusammenhang mit der Polarisationsumschaltung des Strahls treten sogenannte "Polarisationsasymmetrien" auf, d.h. die Beträge der Strahlpolarisation (p_+ und p_-) sind für die beiden Polarisationsrichtungen nicht gleich, im wesentlichen hervorgerufen durch Raumwinkeländerungen aufgrund von Strahlwanderungen im Umschalttakt. Dieser Beitrag wird durch sogenannte Geometriefaktoren g_+ (vgl. Anhang C) berücksichtigt, welche aus Messungen mit unpolarisiertem Strahl erhalten werden (vgl. 1.3). Darüberhinaus treten Polarisationsunterschiede in der LSQ direkt auf, die durch die Messung selbst erfaßt werden.
- 6) Die Targetpolarisation $\bar{p}'$ fällt mit wachsender Dosis ab, d.h. näherungsweise exponentiell mit der Dosis.
- 7) Die Targetpolarisation $\bar{p}'$ ist homogen über den gesamten Kristall. Mögliche Polarisationsabnahmen am Kristallrand werden vernachlässigt, ebenso wie geringfügige Abweichungen der Kristallform von der Quadergestalt.
- 8) Die Rate der zufälligen Koinzidenzen wird vernachlässigt.
- 9) Die Streuasymmetriewerte e_y werden wegen der endlichen φ -Winkelgeometrie der Blenden nicht mit einer A_{xx} -Komponentenbeimischung korrigiert (siehe 1.7).

- 10) Der theoretisch berechnete γ -Faktor (Gl. 1, II) wird ebenfalls mit einer Dosiskorrektur versehen.

2. Berechnung der Korrekturen

2.1 Allgemeine Betrachtungen

Die in den folgenden Formeln benutzten Größen sind am Schluß in einer Liste unter Angabe ihrer Bedeutung zusammengestellt. Dies erfolgt im Sinne einer geschlossenen Darstellung, die durch eine direkt anschließende ausführliche Beschreibung der Größen nicht möglich ist.

In dem differentiellen Zeitintervall dt erhält man von den gesuchten $(\vec{p}, \vec{p}')$ -Ereignissen folgende differentielle Anzahl von Koinzidenzereignissen:

$$dn_{\pm} = NV j_{\pm}(t) \int_{\Omega_z} k(\theta, \varphi) \sigma_0(\theta) d\Omega (1 + p_{\pm} \bar{p}' A_{yy}) dt \quad (1)$$

Das obere (+) bzw. untere (-) Vorzeichen bezieht sich auf den Fall, daß der Vektor der Strahlpolarisation in die positive bzw. negative Richtung zeigt, dabei wurde ausdrücklich die Möglichkeit berücksichtigt, daß der Betrag der Strahlpolarisation (p_+ und p_-) in den beiden Richtungen nicht gleich ist. Die Größe $\bar{p}'$ bezeichnet dagegen nicht den Betrag, sondern die y -Komponente des Targetpolarisationsvektors.

θ, φ sind Polar- und Azimutwinkel des in den Zähler 1 gestreuten Protons. $k(\theta, \varphi)$ ist eine Koinzidenzfunktion, welche nur die Werte 1 und 0 annimmt, je nachdem, ob das dem unter θ, φ gestreute Proton zugeordnete Rückstoßproton den Zähler 2 trifft oder nicht.

Für das folgende wurde die Abkürzung verwendet:

$$J = NV \int_{\Omega_z} k(\theta, \varphi) \sigma_0(\theta) d\Omega \quad (2)$$

Bei der elastischen Streuung der Protonen an den Silberfolien des Resonators hat man zwischen dem rechten und linken Zähler zu unterscheiden. Dies geschieht mit Hilfe des Index i , der für den linken Zähler den Wert $i = 0$ und für den rechten Zähler den Wert $i = 1$ annimmt und man erhält somit

$$dn_{i\pm} = N'V' j_{\pm}(t) \int_{\Omega_i} \sigma'_0(\theta_i) d\Omega_i (1 \pm (-1)^i A_i p_{\pm}) dt \quad (3)$$

Entsprechend zu vorher wird folgende Abkürzung eingeführt:

$$J_i = N'V' \int_{\Omega_i} \sigma'_0(\theta) d\Omega_i \quad (4)$$

Sowohl in Gl. (1) als auch in Gl. (2) wird vorausgesetzt, daß A_{yy} bzw. A_i Mittelwerte über den durch die Detektoranordnung gegebenen Winkelbereich darstellen. Genau handelt es sich dabei um folgende Mittelwerte:

$$A_{yy} = \frac{\int_{\Omega_z} k(\theta, \varphi) \sigma'_0(\theta) A_{yy}(\theta) d\Omega}{\int_{\Omega_z} k(\theta, \varphi) \sigma'_0(\theta) d\Omega} \quad (5)$$

$$A_i = \frac{\int_{\Omega_i} \sigma'_0(\theta) A(\theta) d\Omega_i}{\int_{\Omega_i} \sigma'_0(\theta) d\Omega_i} \quad (6)$$

Bei der Integration von Gl. (3) betrachtet man alle Größen außer $j_{\pm}$ als zeitunabhängig. Man definiert die Teildosen $D_{\pm}$ und die mittleren Stromdichten $\bar{j}_{\pm}$ durch

$$D_{\pm} = \int_0^t j_{\pm}(t') dt' = \bar{j}_{\pm} \cdot t \quad (7)$$

Damit ergibt sich durch Integration von Gl.(3)

$$n_{i\pm} = J_i D_{\pm} (1 \pm (-1)^i A_i p_{\pm}) \quad (8)$$

Bei der Integration von Gl. (1) ist die implizite Zeitabhängigkeit von p' zu beachten. Es ist

$$p' = p'(D) \text{ mit } D = D_+ + D_- = (\bar{J}_+ + \bar{J}_-) \cdot t$$

und daher

$$G_{\pm} = \int_0^t j_{\pm}(t') p'(D) dt' \approx \bar{J}_{\pm} \int_0^t p'(D(t')) dt'$$

wegen der fluktuierenden Zeitabhängigkeit von $j_{\pm}(t)$. Man erhält weiter

$$G_{\pm} = \frac{\bar{J}_{\pm}}{\bar{J}_+ + \bar{J}_-} \int_0^D p'(D') dD' = \frac{D_+}{D} \int_0^D p'(D') dD' = D_{\pm} \bar{p}' \quad (9)$$

Mit einer mittleren Targetpolarisation, gegeben durch

$$\bar{p}' = \frac{1}{D} \int_0^D p'(D') dD' \quad (10)$$

ergibt sich durch Integration von Gl. (1) unter Berücksichtigung von Gl. (2)

$$n_{\pm} = J \cdot D_{\pm} (1 \pm p_{\pm} \bar{p}' A_{yy}) \quad (11)$$

Man beachte, daß es sich in den Gl'n. (8) und (10) um die gleichen Größen $D_{\pm}$ handelt.

Damit ergeben sich mit den Meßgrößen folgende Verknüpfungen:

$$\epsilon = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = \frac{D_+ - D_- + (D_+ p_+ + D_- p_-) \bar{p}' A_{yy}}{D_+ + D_- + (D_+ p_+ - D_- p_-) \bar{p}' A_{yy}} \quad (12)$$

Durch Einführung folgender neuer Abkürzungen:

$$\Delta = \frac{D_+ + D_-}{2} \quad \delta = \frac{D_+ - D_-}{D_+ + D_-} \quad (12a)$$

$$p = \frac{p_+ + p_-}{2} \quad \Pi = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-} \quad (12b)$$

findet man:

$$D_{\pm} = (1 \pm \delta)$$

$$p_{\pm} = p (1 \pm \Pi)$$

und durch Einsetzen von (12):

$$\epsilon = \frac{\delta + (1 + \Pi \delta) p \bar{p}' A_{yy}}{1 + (\Pi + \delta) p \bar{p}' A_{yy}} \quad (12c)$$

$$\text{bzw. } p \bar{p}' A_{yy} = \frac{\epsilon - \delta}{1 - \epsilon (\Pi + \delta) + \Pi \delta} \quad (13)$$

Neben den unmittelbar aus den Zählraten zu ermittelnden ϵ sind die Größen δ und Π also entscheidend für die korrekte Bestimmung von A_{yy} , wobei der Größe δ , welche die Stromasymmetrie beschreibt, die größere Bedeutung zukommt.

2.2 Bestimmung von δ und Π (siehe Anhang A, C)

Wie sich gezeigt hat, ist es notwendig und möglich, für jeden einzelnen "Schuß" ein individuelles δ zu bestimmen. Hierfür werden die Zählraten "links" und "rechts" im Silberpeak herangezogen.

Unter Benutzung von Gl. (8) bildet man:

$$\epsilon_i = \frac{n_{i+} - n_{i-}}{n_{i+} + n_{i-}} = \frac{D_+ - D_- + (-1)^i A_i (D_{+p_+} + D_{-p_-})}{D_+ + D_- + (-1)^i A_i (D_{+p_+} - D_{-p_-})} =$$

$$= \frac{\epsilon_i' + (-1)^i A_{ip} (1 + \pi \delta_i)}{1 + (-1)^i A_{ip} (\pi + \delta_i)} \quad (14)$$

ϵ_i und p werden gemessen, A_i ist aus unabhängigen Messungen in der 4 π Kammer bekannt. Daher ist es zweckmäßig, Gl. (14) nach δ_i aufzulösen:

$$\delta_i = \frac{\epsilon_i - (-1)^i A_{ip} (1 - \epsilon_i \pi)}{1 - (-1)^i A_{ip} (\epsilon_i - \pi)} \quad (15)$$

An dieser Stelle hat man die für die $\vec{p}$ -Ag-Streuung bei 10 MeV und 45° geltende Kleinheit von A_{ip} und ϵ_i , sowie die stets vorhandene Kleinheit von π zu beachten.

Typische Werte sind:

$$\epsilon_i \approx 10^{-2} \dots 2 \cdot 10^{-1}$$

$$\pi \approx 3 \cdot 10^{-2}$$

$$A_{ip} \approx 10^{-2}$$

Daher gilt näherungsweise (bis auf relative Fehler der Größenordnung 0/00)

$$\delta_i \approx \epsilon_i - (-1)^i A_{ip} \quad (15a)$$

Für die δ_i -Bestimmung genügt also näherungsweise die Auswertung des "Silberpeaks"; falls π klein genug gegen 1 ist, kann auf die Kenntnis von π hierauf verzichtet werden.

Die Bestimmung von A_i muß unter Berücksichtigung der realen Zählergeometrie vorgenommen werden. Wie bereits festgestellt (Gl. (6)) sind die A_i rechts und links verschieden (vgl. Anhang A). Die Bestimmung von $\overline{\Pi}$ ist ausführlich im Anhang C dargelegt.

2.3 Strahlenschäden und inneres Feld

Aufgrund der Beobachtung der Saclay-Gruppe und eigener Beobachtungen muß mit einer Veränderung des Zusammenhangs zwischen innerem Feld und Kernpolarisation als Funktion der Bestrahlungsdosis gerechnet werden.

Zur Bestimmung eines geeigneten Ausdrucks für die Bestrahlungsdosis geht man von Gl. (11) und dem Zusammenhang von D_+ mit Δ und δ , sowie von p mit $\overline{\Pi}$ aus. So findet man

$$n_+ + n_- = 2 J \cdot \Delta \cdot (1 + (\delta + \overline{\Pi}) p \overline{p}' A_{yy})$$

Die Definition (Gl. (12a)) von Δ weist Δ als die eigentliche Dosisgröße aus. Für unseren Zweck genügt es jedoch, eine zu Δ proportionale Größe zu benutzen. Also wählt man

$$\widetilde{d}_i = 2 J \Delta_i = \frac{n_+^i + n_-^i}{1 + (\delta_i + \overline{\Pi}_i) (p \overline{p}' A_{yy})_i} \quad (16)$$

Der Index i weist darauf hin, daß es sich bei allen indizierten Größen um diejenigen handelt, die dem i -ten Schuß zugeordnet sind. $\widetilde{d}_i$ stellt nur dann eine dosisproportionale Größe dar, wenn die durch die Geometrie bestimmte Größe J tatsächlich für alle "Schüsse" gleich, d.h. von i unabhängig ist. Dies wird im folgenden vorausgesetzt. Als integrale Dosis läßt sich dann

$$\widetilde{D}_i = \sum_{j=1}^i \widetilde{d}_j \quad (17)$$

als die Gesamtdosis nach dem i -ten "Schuß" angeben. Bisher wurde für den Zusammenhang zwischen innerem Feld B und Kernpolarisation p' die Beziehung

$$B = \gamma_0 p^i \quad (18)$$

benutzt. Wegen des vermuteten Einflusses der Strahlenschäden auf γ ersetzen wir die Beziehung Gl. (18) durch

$$B_i = \frac{\gamma_0 p_i^i}{1 - a \bar{d}_i} \quad (19)$$

(Zur Bestimmung von γ_0 siehe Anhang B)

Hier bezieht sich der Index i wieder auf die Meßresultate nach dem i -ten "Schuß". Die Konstante a beschreibt die Stärke der Dosisabhängigkeit der Feldkonstante; γ_0 ist die Feldkonstante ohne Strahlenschäden.

Für das Weitere benötigt man den Zusammenhang von Dosis und Polaritätsabfall.

2.4 Polarisationsabfall durch Strahlenschäden (siehe Anhang B)

Unter der Voraussetzung eines ungefähr exponentiellen Abfalls der erreichten Protonenpolarisation mit der Strahlendosis ergibt sich

$$p_i^i = p_0^i e^{-\frac{\bar{d}_i}{D_0}} \quad (20)$$

für die Targetpolarisation nach dem i -ten Schuß. D_0 stellt die $1/e$ Dosis dar und muß exponentiell aus den Meßdaten bestimmt werden.

Wegen Gl. (17) ist es zweckmäßig, statt Gl. (20) zu schreiben:

$$p_i^i = p_0^i e^{-\frac{1}{D_0} \sum_{j=1}^i \bar{d}_j} = p_0^i e^{-\frac{1}{D_0} \sum_{j=1}^{i-1} \bar{d}_j} \cdot e^{-\frac{\bar{d}_i}{D_0}} = p_{i-1}^i e^{-\frac{\bar{d}_i}{D_0}} \quad (21)$$

wobei $\bar{d}_0 = 0$; p_{i-1}^i bedeutet die Targetpolarisation vor und p_i^i die Targetpolarisation nach dem i -ten Schuß.

Ersetzt man Gl. (10) durch

$$\bar{p}_i' = \frac{1}{d_i} \int_0^{\tilde{d}_i} p'(d) dd \quad (22)$$

so erhält man unter sinngemäßer Verwendung von Gl. (21)

$$\bar{p}_i' = \frac{p_{i-1}'}{\tilde{d}_i} \int_0^{\tilde{d}_i} e^{-\frac{\tilde{d}}{D_0}} d\tilde{d} = \frac{D_0}{\tilde{d}_i} p_{i-1}' \left(1 - e^{-\frac{\tilde{d}_i}{D_0}}\right) \quad (23)$$

In der Praxis bestimmt man leichter das arithmetische Mittel der Targetpolarisation vor und nach jedem Schuß

$$p_{i\text{ am}}' = \frac{1}{2} (p_{i-1}' + p_i') = \frac{p_{i-1}'}{2} \left(1 + e^{-\frac{\tilde{d}_i}{D_0}}\right) \quad (24)$$

Zum Vergleich der beiden vorangehenden Gleichungen liefert die Taylorentwicklung der beiden:

$$\bar{p}_i' = p_{i-1}' \left(1 - \frac{\tilde{d}_i}{2D_0} + \frac{\tilde{d}_i^2}{6D_0^2} \dots\right) \quad (25)$$

$$p_{i\text{ am}}' = p_{i-1}' \left(1 - \frac{\tilde{d}_i}{2D_0} + \frac{\tilde{d}_i^2}{4D_0^2} \dots\right) \quad (26)$$

Unter Vernachlässigung von Gliedern dritter und höherer Ordnung ergibt sich damit:

$$\bar{p}_i' = p_{i\text{ am}}' \left(1 - \frac{1}{12} \frac{\tilde{d}_i^2}{D_0^2}\right) \quad (27)$$

Das in Klammern stehende Korrekturglied ist typisch von der Größenordnung 0.5 bis 1 %.

2.5 A_{yy} -Auswertung unter Berücksichtigung der Strahlenschäden

Gemäß Gl. (12) erhält man für jeden "Schuß" aus den Meßgrößen ϵ_i (Gl. (12)), δ_i und Π_i eine neue Größe w_i .

$$w_i = \frac{\epsilon_i - \delta_i}{1 - \epsilon_i (\delta_i + \Pi_i) + \Pi_i \cdot \delta_i} = p_i \bar{p}_i A_{yy}$$

Es ist nach Gl. (19), (24) und (27)

$$\begin{aligned} \bar{p}_i &= \frac{1}{2} (p_{i-1}' + p_i') \left(1 - \frac{1}{12} \frac{\tilde{d}_i^2}{D_0^2}\right) = \\ &= \frac{1}{2 \gamma_0} \left(B_{i-1} (1 - a \tilde{D}_{i-1}) + B_i (1 - a \tilde{D}_i) \right) \cdot \left(1 - \frac{1}{12} \frac{\tilde{d}_i^2}{D_0^2}\right) \end{aligned} \quad (28)$$

Die inneren Felder B_i werden im Experiment über Ströme J_i gemessen. Es gilt:

$$B_i = e \cdot J_i \quad (29)$$

Damit schreibt sich Gl. (28) besser

$$\begin{aligned} \bar{p}_i &= \frac{e}{2 \gamma_0} \left(1 - \frac{\tilde{d}_i^2}{12 D_0^2}\right) \cdot (J_{i-1} (1 - a \tilde{D}_{i-1}) + J_i (1 - a \tilde{D}_i)) = \\ &= \frac{e}{\gamma_0} \cdot \frac{J_{i-1} + J_i}{2} \left(1 - \frac{1 \tilde{d}_i^2}{12 D_0^2}\right) \left(1 - a \cdot \frac{J_{i-1} \tilde{D}_{i-1} + J_i \tilde{D}_i}{J_{i-1} + J_i}\right) \end{aligned} \quad (30)$$

Unter Benützung folgender Abkürzungen:

$$\bar{J}_i = \frac{J_{i-1} + J_i}{2} \quad (31a)$$

$$\alpha_i = \frac{\gamma_0}{e} \cdot \frac{w_i}{\bar{J}_i \left(1 - \frac{1}{12} \frac{\tilde{d}_i^2}{D_0^2}\right) p_i} \quad (31b)$$

$$\beta_i = \frac{J_{i-1} \cdot \tilde{D}_{i-1} + J_i \cdot \tilde{D}_i}{J_{i-1} + J_i} \quad (31c)$$

ergibt sich:

$$\alpha_i = A_{yy} (1 - a \cdot \beta_i) \quad (32)$$

Die Wertepaare (α_i, β_i) liegen also auf einer Geraden und A_{yy} ergibt sich als Schnittpunkt dieser Geraden mit der α -Achse. Da die Meßwerte stark streuen, ist A_{yy} aus der Ausgleichsgeraden der Funktion $\alpha_i = f(\beta_i)$ zu bestimmen.

3. Kurzfassung der Auswertung

Das in diesem Kapitel III beschriebene Auswerteverfahren wurde zusammen mit der in Anhang C beschriebenen Berechnung der Strahlpolarisation samt den eben beschriebenen Korrekturen in einem Computerprogramm FLEX (58) zusammengefaßt. Das Programm benutzt als Roheingabedaten nur die tatsächlich gemessenen Zählraten vom ^4He -Polarimeter, die Koinzidenzzählraten der Targetstreuung und die jeweiligen Targetpolarisationen (als Stromwerte angegeben) vor und nach jedem Schuß, wobei sich die eingegebenen Stromwerte als gewichtete Mittelwerte der Reproduzierbarkeitsmessungen vor und nach jedem Schuß ergeben (siehe Anhang B). Hinzu kommt noch als wesentlicher Parameter die $1/e$ -Dosis aus dem Experiment. Eine Dosiskorrektur des γ -Faktors über eine theoretische Annahme (siehe Gl. 19) ist mit einbezogen, ebenso wie die Größe $\overline{T}$ bei allen Auswertungen mit FLEX berechnet und verwendet wird. Als Ergebnis erhält man die Werte der Funktion $\alpha_i = f(\beta_i)$. Mittels einer Ausgleichsgeraden ermittelt man daraus A_{yy} mit Fehler. Im Anhang D sind die Ergebnisse der Auswertung der bisherigen vier Experimente in Tabellen und graphischer Darstellung ausführlich dargestellt.

Zur Auswertung der Experimente 1 und 2 ist zu bemerken, daß sie ohne Verwendung des Programms FLEX erfolgte. Die Korrektur $\overline{W}$ wurde aufgrund ihrer Kleinheit vernachlässigt; die Targetpolarisationen vor und nach dem Schuß wurden entsprechend des in Anhang B beschriebenen Verfahrens als gewichteter Mittelwert der Reproduzierbarkeitsmessungen ermittelt. Ansonsten erfolgte die Auswertung analog derjenigen im Programm FLEX zusammengefaßten Beschreibung des Kap. III.

4. Zusammenstellung der verwendeten Symbole

Bedeutung der Formelzeichen:

dt	differentielles Zeitintervall
$\frac{dn}{dt}$	differentielle Anzahl von Koinzidenzereignissen in dem Zeitintervall dt , mit Strahlpolarisationsvektor in positiver (+) bzw. negativer (-) y-Richtung (siehe Koordinatensystem Kap. I)
$p_{\pm}$	Betrag der Strahlpolarisation in positiver (+) bzw. negativer (-) y-Richtung
p'	y-Komponente der Targetpolarisation
p'_0	y-Komponente der Targetpolarisation vor jeglichem Beschuß
p'_i	y-Komponente der Targetpolarisation nach dem i-ten "Schuß"
$\overline{p}'_i$	y-Komponente der Targetpolarisation während des i-ten "Schusses"
$p'_{i\text{ am}}$	arithmetisches Mittel aus den Targetpolarisationen p'_i und $\overline{p}'_{i-1}$ (nach und vor dem i-ten "Schuß")
A_{yy}	yy-Komponente des Spinkorrelationstensors
N	Anzahldichte der Protonen im LMN-Einkristall
V	Volumen des LMN-Kristalls
$j_{\pm}(t)$	Strahlstromdichte am Target in jeder der beiden durch (+) und (-) gekennzeichneten Strahlpolarisationsrichtungen
θ, φ	Polarwinkel (θ) und Azimutwinkel (φ) des durch $\vec{p}$ - $\vec{p}$ -Streuung in den einen Zähler (Z) gestreuten Protons

$k(\theta, \varphi)$	Koinzidenzfunktion $k(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$, wenn das dem unter (θ, φ) in den Zähler (Z) gestreuten Proton zugeordnete Rückstoßproton den anderen Zähler trifft (= 1) oder nicht trifft (= 0)
$\sigma_0(\theta)$	differentieller Wirkungsquerschnitt für $\vec{p}, \vec{p}$ -Streuung
$d\Omega$	differentielles Raumwinkelement
Ω_Z	endlicher Raumwinkel des Zählers (Z)
$dn_i^{\pm}$	differentielle Anzahl der elastisch an den Silberfolien in der Zeit dt in den Zähler i gestreuten Protonen, mit Strahlpolarisationsvektor in positiver (+) bzw. negativer (-) y-Richtung
i	Zählerindex: i = 0 linker Zähler 1 rechter Zähler
A	Vektoranalysierstärke für die elastische p-Ag-Streuung (Ag: natürliches Isotopengemisch)
N'	Anzahldichte der Ag-Kerne in der Silberfolie
V'	Volumen des vom Strahl getroffenen Teils der Silberfolie mit Ausnahme des vom LMN-Kristall bedeckten Teils der Silberfolie
θ_i	Polarwinkel des elastisch an der Silberfolie in den Zähler i gestreuten Protons
$\sigma'_0(\theta)$	differentieller Wirkungsquerschnitt für $\vec{p}$ -Ag-Streuung (Ag: natürliches Isotopengemisch)
$d\Omega_i$	differentielles Raumwinkelement des Zählers i
Ω_i	endlicher Raumwinkel des Zählers i
$\bar{J}_{\pm}$	mittlere Strahlstromdichte in jeder der beiden durch (+) bzw. (-) gekennzeichneten Strahlpolarisationsrichtungen, gemittelt über einen "Schuß"
$D_{\pm}$	Teildosis für einen "Schuß", bezogen auf jeweils eine der beiden durch (+) bzw. (-) gekennzeichneten Strahlpolarisationsrichtungen
$D = D_+ + D_-$	Gesamtdosis für einen "Schuß"
ϵ	Rohasymmetrie der $\vec{p}$ - $\vec{p}$ -Koinzidenzen

p	mittlerer Betrag der Strahlpolarisation
δ	Stromasymmetrieparameter
Π	Polarisationsasymmetrieparameter
ϵ_i	Rohasymmetrie der $\vec{p}$ -Ag-Streuung, bezogen auf den Zähler i
$\Delta = \frac{D_+ + D_-}{2}$	gemittelte Dosis bezogen auf eine Polarisationsrichtung
$\tilde{d}_i$	dosisproportionale Größe bei konstanter Geometrie
$\widehat{D}_i$	integrale Dosis, einschließlich des i-ten "Schusses"
B	inneres Feld
B_i	inneres Feld nach dem i-ten "Schuß"
γ	Feldkonstante (dosiskorrigierte)
γ_0	Feldkonstante bei unbeschossenem Kristall
D_0	Dosis, bei der die Targetpolarisation auf $1/e$ p'_0 abgesunken ist (= 1/e-Dosis)
W_i	unter Berücksichtigung von Strahlenschäden berechnete Streuasymmetrie
a	Korrekturparameter für die Dosisabhängigkeit von γ_0
J	Stromgröße aus der Eichung zur Berechnung von B_i
$\overline{J}_i$	gemittelte Stromgröße aus den Werten vor und nach dem Schuß
α_i β_i	} Abkürzungen siehe Gl. 31b,c

IV. Experimentelle Ergebnisse

1. Tabellen und Werte

Die bisherigen Ergebnisse sind in einer einzigen Zahl zusammengefaßt, nämlich dem Wert für A_{yy} (90°) bei 10 MeV, der sich aus den bisher vier durchgeführten Experimenten ergibt. Die Tabelle 1 gibt die Einzelwerte wieder, wobei in der Spalte $\overline{A_{yy}}$ das jeweilige $\overline{A_{yy}}$ steht unter Einbeziehung der vorhergehenden A_{yy} -Messungen.

Exp. Nr.	A_{yy}	Schüsse	$\overline{A_{yy}}$
1	$- 0.9771 \pm 0.1010$	1	$- 0.9771 \pm 0.1010$
2	$- 0.9915 \pm 0.0335$	4	$- 0.9875 \pm 0.0318$
3	$- 1.0176 \pm 0.1242$	7	$- 0.9929 \pm 0.0208$
4	$- 0.9544 \pm 0.0444$	7	$- 0.9852 \pm 0.0265$

Tabelle 1: Meßergebnisse aus den bisher durchgeführten vier Experimenten

Damit:

$$\overline{A_{yy}} (90^\circ) = - 0.9852 \pm 0.0265$$

Fig. 20 zeigt die graphische Darstellung der bisher vorliegenden Werte. In der folgenden Tabelle 2 sind die bisher bei vergleichbaren Energien gemessenen Werte dargestellt.

Meßwerte für A_{yy}					
	Energie (MeV)	A_{yy}	ΔA_{yy}	Messung	
Kopenhagen	(1964)	12.0	- 0.97	0.065	direkt
Saclay	(1967)	11.4	- 0.960 oder *) - 0.976	0.013 **)	*) indirekt aus A_{yy}/A_{xx} **) nur stat. Fehler
Erlangen	(1978)	10.0	- 0.985	0.027	direkt

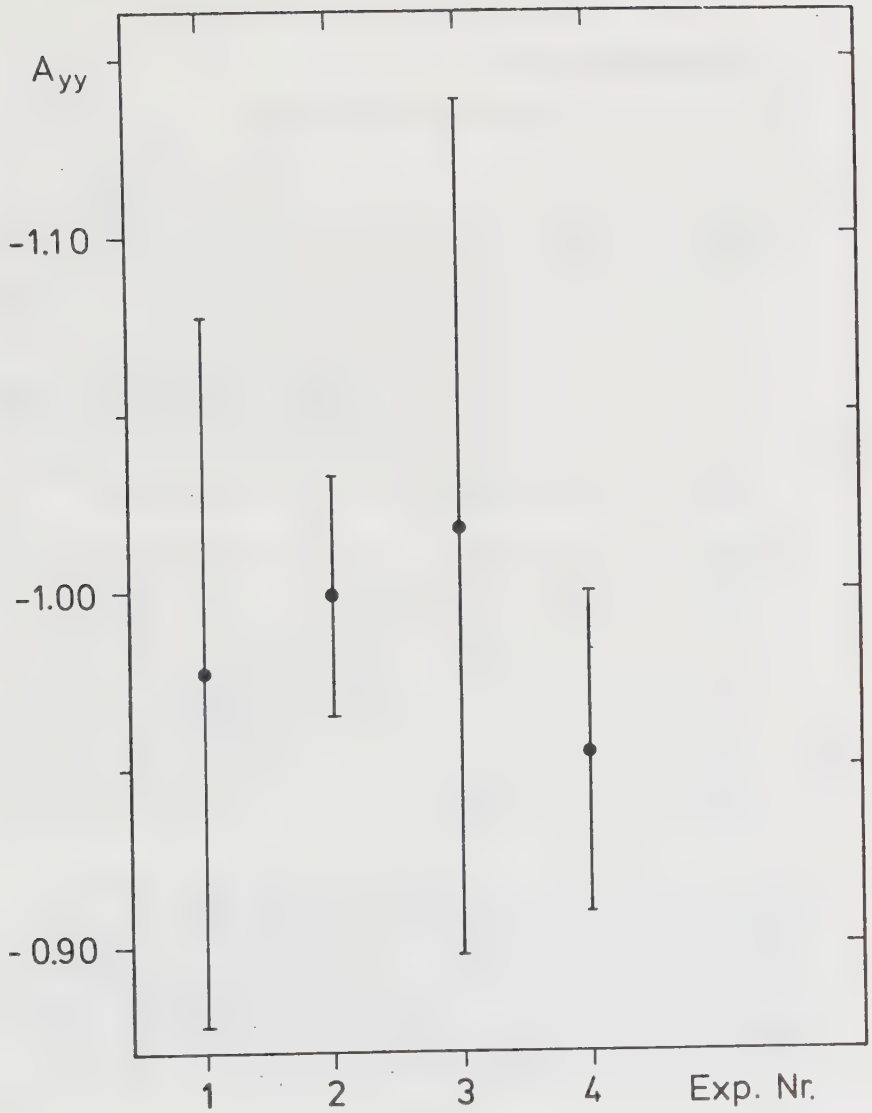


Fig. 20: Darstellung der in vier unaghängigen Experimenten gemessenen A_{yy} -Werte

2. Diskussion der Werte

Vergleicht man den in dieser Arbeit gemessenen Wert von A_{yy} , so läßt sich folgendes feststellen:

- 1) Dieser Wert ist bereits jetzt genauer als der Kopenhagener Wert. Durch Fortführung der Experimente wird der Fehler mit Sicherheit weiter reduziert, da seine Größe - obwohl sämtliche denkbaren Fehlerquellen berücksichtigt werden - noch zu einem Teil von der Statistik, zum anderen durch die nur theoretische Berechnung des γ -Faktors bestimmt wird. Die Kopenhagener Messung war im übrigen keine Messung mit polarisiertem Target, sondern es handelt sich um das dazu "zeitumgekehrte" Experiment: ein unpolarisierter Strahl wurde auf ein unpolarisiertes Target geschossen und die Polarisation der auslaufenden Teilchen in Koinzidenz gemessen. Die Folge: geringe Zählraten von ≈ 20 Ereignissen/h.
- 2) Bei der Saclay-Messung handelte es sich wie bereits bemerkt, nur um eine Messung des Verhältnisses A_{yy}/A_{xx} . Die in der Tabelle 2 angegebenen Werte für A_{yy} wurden von den Autoren in der Weise gewonnen, daß einerseits $A_{xx} = -1$ gesetzt wurde (unterer Wert), andererseits ein theoretischer Wert für A_{xx} aus Annahmen über Δ_{LS}/Δ_T und dem Meßwert für das Verhältnis A_{yy}/A_{xx} hergeleitet wurde (oberer Wert). Die angegebenen Werte können daher nicht als rein experimentell bestimmte Größen angesehen werden.

In Fig. 21 ist der gemessene Wert A_{yy} mit den anderen Werten und theoretischen Vorhersagen dargestellt.

Wie bereits in Kap. I, Gl. 45, gezeigt, erhält man aus der Kenntnis der Komponenten A_{yy} und A_{xx} Aussagen über den Anteil der Spin-Bahn- und der Tensorkraft. Unter Zugrundelegung des gemessenen Wertes A_{yy} (10 MeV) und des Verhältnisses A_{yy}/A_{xx} (11.4 MeV) aus der Saclay-Messung erhält man noch keine mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmende Aussage. Man kann jedoch aus der Saclay-Messung einen interpolierten Wert für A_{xx} (10 MeV) bestimmen. Mit A_{xx} (10 MeV) = -0.990 ± 0.03 ergibt sich:

$$\Delta_{LS}/\Delta_T = -0.20 \pm 0.42$$

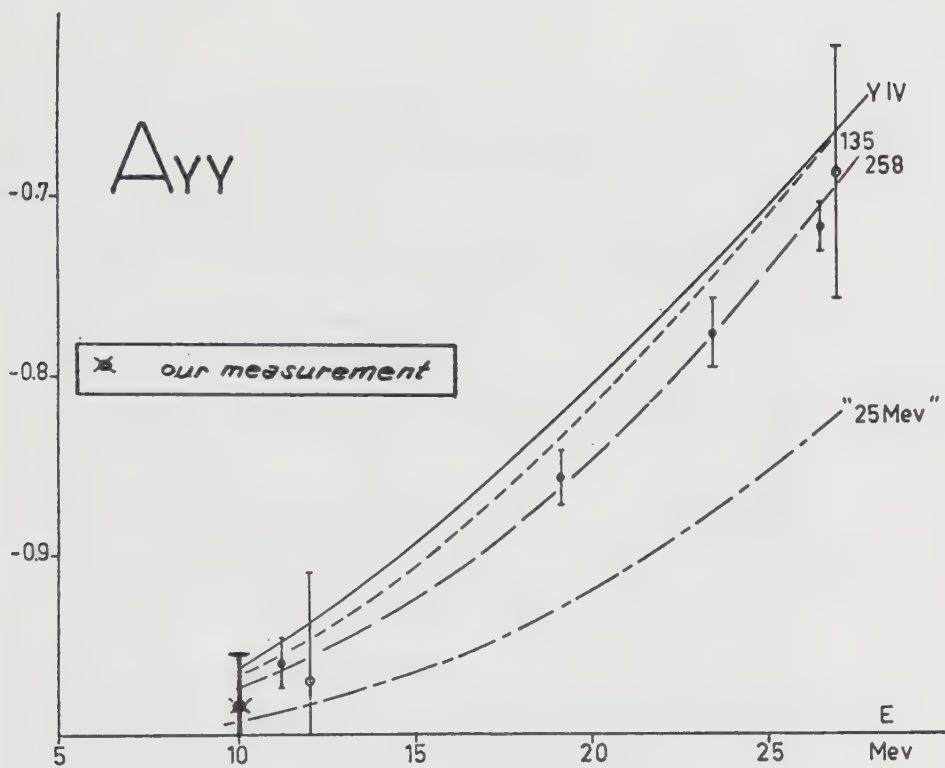


Fig. 21: A_{yy} -Werte bisheriger Messungen und theoretische Vorhersagen

Aus neueren Analysierstärkemessungen der $(\vec{p}-p_0)$ -Streuung bei 10 MeV ⁽⁵⁹⁾ ist folgender Wert bekannt:

$$\Delta_{LS}/\Delta_T = -0.38 \pm 0.11$$

V. Ausblick

Es bleibt die Aufgabe weiterer Experimente, die statistische Genauigkeit des gemessenen Wertes von $A_{yy}(90^\circ)$ bei 10 MeV um etwa den Faktor 10 zu verbessern ⁽⁶⁰⁾. Nach konstruktionsmäßigen Änderungen müssen bei weiteren A_{yy} -Messungen die Möglichkeiten genutzt werden, $A_{yy}(\theta)$ -Winkelverteilungen (soweit experimentell durchführbar) zu messen. Parallel dazu sollte unbedingt die Komponente $A_{xx}(90^\circ)$ (wenn es geht, auch $A_{xx}(\theta)$) bestimmt werden. Damit erhält man dann endgültig rein experimentell begründete kernphysikalische Aussagen über die Streuphasenaufspaltung (Kap. I, Gl. 41) und das Verhältnis Δ_{LS}/Δ_T , ohne auf theoretisch gefundene Werte von A_{xx} zurückzugreifen. Weiterhin wird mit $(\alpha, -\vec{p})$ -Streuexperimenten der bisher nur theoretisch abgeleitete χ -Faktor und dessen Dosisabhängigkeit (Kap. II, Gl. 19) genau zu untersuchen sein, um die mittels PIF gemessenen Targetpolarisationen daraufhin zu überprüfen, ob es sich tatsächlich um die Absolutwerte der Polarisation handelt. Eine bisher durchgeführte Eichmessung ⁽⁵¹⁾ über die Streuung von α -Teilchen an den polarisierten Protonen des Targets lieferte eine Genauigkeit der Übereinstimmung innerhalb eines relativen Fehlers von 6 %. Zusammengefaßt läßt sich feststellen:

Bei noch relativ großen Fehlern ist gezeigt worden, daß das Erlanger Polarisierte Protonentarget, trotz der in der Vergangenheit innewohnenden großen experimentellen Schwierigkeiten, Aussagen über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei 10 MeV liefern kann. Die bisher vorliegenden Ergebnisse sind auf zwei Tagungen ^(54,55) veröffentlicht worden. Neben den noch durchzuführenden $(\alpha, -\vec{p})$ -Experimenten bietet das polarisierte Target experimentelle Möglichkeiten im 3-Nukleonen-System mit $(\vec{n}, -\vec{p})$ -Streuexperimenten mit vektor- und tensorpolarisierten Deuteronen ⁽⁵⁰⁾. Falls die berechneten Zählraten es in vernünftiger Meßzeit zulassen, bringt ein $(\vec{n}, -\vec{p})$ -Experiment Aussagen über die sogenannten Mixing-Parameter ⁽⁵⁵⁾ ϵ_1 und ϵ_2 . Diese Parameter sind besonders sensitiv auf die Größen der Spinkorrelationskoeffizienten.

VI. Anhang

Anhang A

Auswertung der "Silberpeaks"-Bestimmung von δ

1. Allgemeine Betrachtungen

Aus Kap. III entnimmt man für die Korrektur δ der Stromasymmetrie bei jedem Schuß die Beziehung:

$$\delta_i = \frac{\epsilon_i - (-1)^i A_i p (1 - \epsilon_i \pi)}{1 - (-1)^i A_i p (\epsilon_i - \pi)} \quad (1)$$

die man aufgrund der Kleinheit der Größen ϵ_i , π und $A \cdot p$ vereinfachen kann zu:

$$\delta_i = \epsilon_i - (-1)^i A_i p \quad (2)$$

Dabei ist i ein Zählerindex:

$$\begin{aligned} i = 0 & \quad \text{linker Zähler} \\ i = 1 & \quad \text{rechter Zähler} \end{aligned}$$

A_i ist die Analysierstärke von Silber, p die Strahlpolarisation, ϵ_i die Zählratenasymmetrie. Man erhält also für $i = 0, 1$ zwei Werte δ_0 und δ_1 , die - und dies ist ein Maß für die Gültigkeit der Überlegungen - im Rahmen ihrer Fehler gleich sein müssen. Man hat also:

$$\delta_0 = \epsilon_0 - A_0 p \quad (3a)$$

$$\delta_1 = \epsilon_1 + A_1 p \quad (3b)$$

Für den Fehler von δ_i ergibt sich:

$$\Delta \delta_i = \sqrt{(\Delta \epsilon_i)^2 + (p \Delta A_i)^2 + (A_i \Delta p)^2} \quad (4)$$

Der gesuchte Wert δ ergibt sich dann als arithmetisches Mittel der δ_i :

$$\delta = \frac{\delta_0 + \delta_1}{2} \quad (5)$$

mit:

$$\Delta \delta = \delta \sqrt{(\Delta \delta_0)^2 + (\Delta \delta_1)^2} \quad (6)$$

Es müssen also zur Berechnung von δ_i die Größen A_i , p und ϵ_i bekannt sein.

Für die Zählratenasymmetrie ϵ_i gilt bei jedem Schuß:

$$\epsilon_i = \frac{n_{i+} - n_{i-}}{n_{i+} + n_{i-}} \quad (7)$$

und für ihren Fehler:

$$\Delta \epsilon_i = \frac{2}{n_{i+} + n_{i-}} \sqrt{\frac{n_{i+} n_{i-}}{n_{i+} + n_{i-}}} \quad (8)$$

wobei n_{i+} die Zählraten im linken und rechten Zähler für beide Spin-
stellungen bei der $(\vec{p}-Ag)$ -Streuung sind.

Die Werte der Analysierstärke $A_i(\theta)$ sind unter Berücksichtigung der
realen Zählergeometrie verschieden. Wegen der endlichen Zählerausdehnung
hat man keinen scharfen Winkel θ_i , sondern einen endlichen Winkelbereich
 $\Delta \theta_i$ für jeden Zähler. Als Wert für die Analysierstärke ist deshalb der
Mittelwert von $A(\theta_i)$, gemittelt über den Winkelbereich $\Delta \theta_0$ des linken
bzw. $\Delta \theta_1$ des rechten Detektors zu verwenden:

$$\bar{A}_i = \frac{1}{\Delta \theta_i} \int_{\Delta \theta_i} A(\theta_i) d\theta \quad (9)$$

Die Integration über θ_i wird graphisch durchgeführt. Dazu zerlegt man das
 θ -Intervall in n -gleiche Teile und entnimmt der gemessenen Kurve $A(\theta_i)$
die Werte $A(\theta_i^k)$ ($k = 1, \dots, n$). Mit der Simpson'schen Regel für gerades n
folgt dann:

$$\int_{\Delta \theta_i} A(\theta) d\theta \approx \bar{A}_i = \frac{1}{3} \frac{\Delta \theta_i}{n} \{ A(\theta^0) + 4A(\theta^1) + 2A(\theta^2) + 4A(\theta^3) + \dots + 2A(\theta^{n-2}) + 4A(\theta^{n-1}) + A(\theta^n) \} \quad (10)$$

Zur Abschätzung des bei der Berechnung des Integrals gemachten Fehlers berechnet man (falls n ein Vielfaches von 4 ist) die Hilfssumme:

$$J_2 = \frac{2}{3} \frac{\Delta \theta}{n} \{ A(\theta^0) + 4A(\theta^2) + 2A(\theta^4) + \dots + 4A(\theta^{n-2}) + A(\theta^n) \} \quad (11)$$

die die Simpson'sche Formel für die doppelte Streifenbreite darstellt. Näherungsweise gilt dann für den Fehler:

$$\Delta \left(\int_{\Delta \theta} A(\theta_i) d\theta \right) = \Delta J_1 \approx \left| \frac{J_1 - J_2}{15} \right| \quad (12)$$

Für den Fehler von $\bar{A}_i$ erhält man unter Vernachlässigung des Fehlers der Bestimmung von $\Delta \theta_i$ dann:

$$\Delta \bar{A}_i = \bar{A}_i \frac{\Delta J_1}{J_1} + \Delta A_i(\theta_i) \quad (13)$$

Dabei ist $\Delta A_i(\theta_i)$ ein "mittlerer Fehler", den man aus der Messung der Analysierstärke von Silber abschätzt (im Prinzip der Fehler der per Hand durch die Meßpunkte gezogenen Kurve in Anhang E, Fig. 2). Für ihn erhält man

$$\Delta A_i(\theta_i) = 0.002$$

Die Strahlpolarisation p und deren Fehler erhält man aus der Polarimeterauswertung (siehe Anhang C).

2. Bestimmung der $\bar{A}_i$

a) rechter Zähler

$$\theta_1 = 48.0^\circ \pm 8^\circ$$

$$\Delta \theta_1 = [40.0^\circ, 56.0^\circ]$$

Entsprechend Gl. 10, 11 mit den Werten $A(\theta^n)$ aus gemessenen Kurve ergibt sich

$$J_1 = 0.0823000^\circ$$

$$J_2 = 0.0815333^\circ$$

und somit: $\bar{A}_1 = 0.0051 \pm 0.002003$

b) linker Zähler

$$\theta_0 = 45.1^\circ \pm 5^\circ \quad (= 314.9^\circ)$$

$$\triangle \theta_0 = [40.1^\circ, 50.1^\circ]$$

$$J_1 = 0.1758750^\circ$$

$$J_2 = 0.1760833^\circ$$

und somit: $\bar{A}_0 = 0.0176 \pm 0.0028$

Da bei allen Strahlzeiten die gleichen Geometrieverhältnisse vorlagen, wurden die Werte $\bar{A}_0$ und $\bar{A}_1$ bei allen Auswertungen als konstante Größen verwendet.

Anhang B

Bestimmung der mittleren Targetpolarisation $\bar{p}_i'$ während des i-ten Schusses

1. Allgemeine Vorbetrachtungen

Das Auswerteverfahren läuft prinzipiell wie folgt ab: zunächst werden aus den gemessenen PIF-Kurven die Targetpolarisationen p' mit den dazugehörigen Fehlern ermittelt. Aus ihnen wird dann für den i-ten Schuß die Targetpolarisation $\bar{p}_i'^V$ vor dem und $\bar{p}_i'^N$ nach diesem Schuß mit den zugehörigen Fehlern errechnet. Man erhält sie aus dem mit den Fehlern $\Delta p'$ gewichteten Mittelwert der Polarisationen p' vor und nach dem Schuß; die Werte $\bar{p}_i'^V$ und $\bar{p}_i'^N$ gehen in der Form von Stromwerten in das Computerprogramm FLEX⁽⁵⁸⁾ ein.

Als Folge des Beschusses wird der Kristall zerstört und seine Polarisierbarkeit verringert. Nimmt man eine exponentielle Abhängigkeit zwischen Targetpolarisation und Dosis an, so werden die gemessenen Werte $\bar{p}_i'^V$ bzw. $\bar{p}_i'^N$ um diese e-Funktion streuen. Um die den Meßwerten "am besten angepaßte" e-Funktion zu finden, werden mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Konstanten für diesen Fit bestimmt. Aus der so gewonnenen "besten" e-Funktion kann man dann die korrigierten Werte der Targetpolarisation $\bar{p}_{\text{kor},i}^V$ und $\bar{p}_{\text{kor},i}^N$ mit Fehler vor und nach dem i-ten Schuß durch Einsetzen der zugehörigen Dosiswerte erhalten. Bei der Bestimmung der e-Funktion wird wieder mit den Fehlern $\Delta \bar{p}_i'^V$ und $\Delta \bar{p}_i'^N$ gewichtet.

Weiter wird als letzter Schritt mit Hilfe der gewonnenen "besten" e-Funktion die mittlere Targetpolarisation $\bar{p}_i'$ beim i-ten Schuß berechnet und der zugehörige Fehler mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmt.

2. Bestimmung der Targetpolarisationen p' aus den PIF-Kurven

Im folgenden soll das Verfahren zur Bestimmung der Targetpolarisation aus einer PIF-Kurve dargestellt werden. Mann weiß^(41,42,43), daß zwischen der Targetpolarisation p' und dem von den polarisierten Protonen erzeugten "inneren" Magnetfeld B_{int} folgende Proportionalität besteht:

$$p' = \frac{1}{\gamma_e} \cdot B_{\text{int}} \quad (1)$$

wobei diese Gleichung nur für den unbeschossenen Kristall zutrifft, ansonsten gilt Gl. 19 aus Kap. III.

Für den Fehler von p' folgt daraus:

$$\Delta p' = p' \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta B_{\text{int}}}{B_{\text{int}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma_0}{\gamma_0}\right)^2} \quad (2)$$

In den Proportionalitätsfaktor γ_0 gehen die Kristalleigenschaften (Struktur, geometrische Form, Anzahl der polarisierten Protonen etc.) ein. Man sieht also, eine Bestimmung von p' läuft auf eine Berechnung von γ_0 und B_{int} hinaus.

Zunächst der "Kristallparameter" γ_0 (siehe Fig. 1). Man erhält ihn durch Interpolation aus Programmen, in denen er für bestimmte Seitenverhältnisse a/c und b/c aufgelistet ist. Der Fehler von γ_0 ergibt sich (ohne Berücksichtigung etwaiger systematischer Fehler durch falsche Integration an den Kristallrändern oder nicht quaderförmigen Kristall) nur aus den Ableseungenauigkeiten bei der Kantenlängenbestimmung. Aus mikroskopischen Vermessungen erhält man die drei Kantenlängen mit ihrem (dabei geschätzten) Fehler:

$$a_0 \pm \Delta a_0, \quad b_0 \pm \Delta b_0, \quad c_0 \pm \Delta c_0$$

Zur γ_0 -Interpolation benötigt man - wie oben erwähnt - die Verhältnisse a_0/c_0 und b_0/c_0 und damit für die Bestimmung des Fehlers $\Delta \gamma_0$ die Fehler dieser Verhältnisse. Für sie erhält man:

$$\Delta \left(\frac{a_0}{c_0} \right) = \frac{a_0}{c_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta a_0}{a_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta c_0}{c_0}\right)^2} \quad (3)$$

$$\Delta \left(\frac{b_0}{c_0} \right) = \frac{b_0}{c_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta b_0}{b_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta c_0}{c_0}\right)^2} \quad (4)$$

Die Ermittlung von γ_0 sollen die folgenden Abbildungen (Fig. 2 und Fig. 3) erklären:

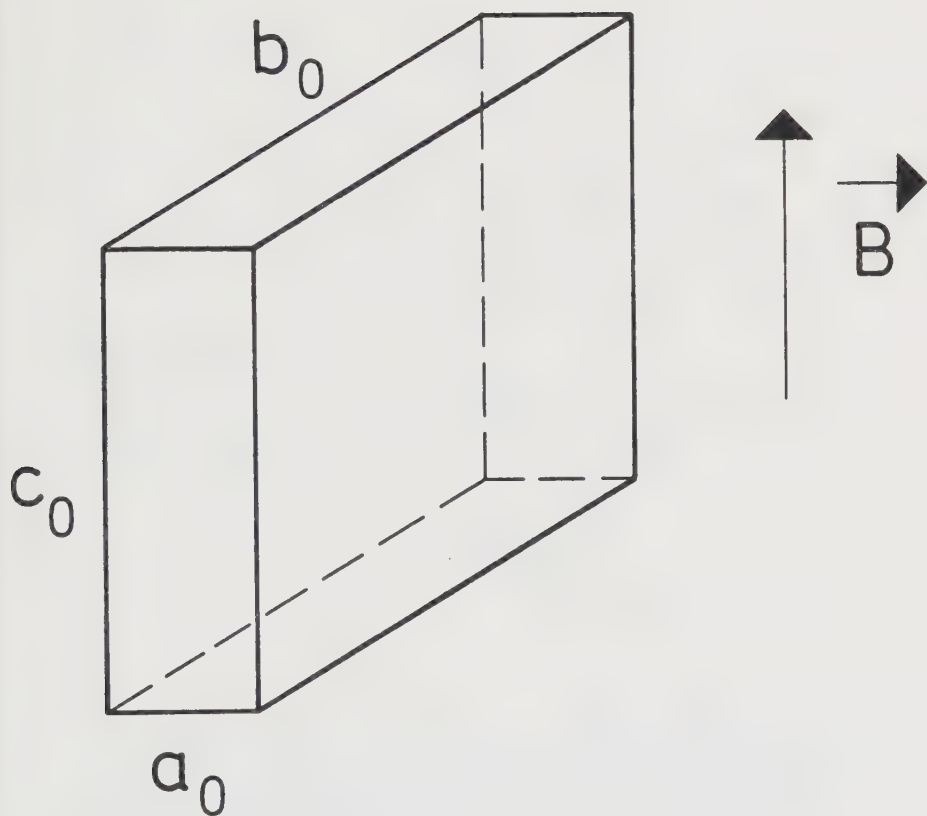


Fig. 1: Kristallma

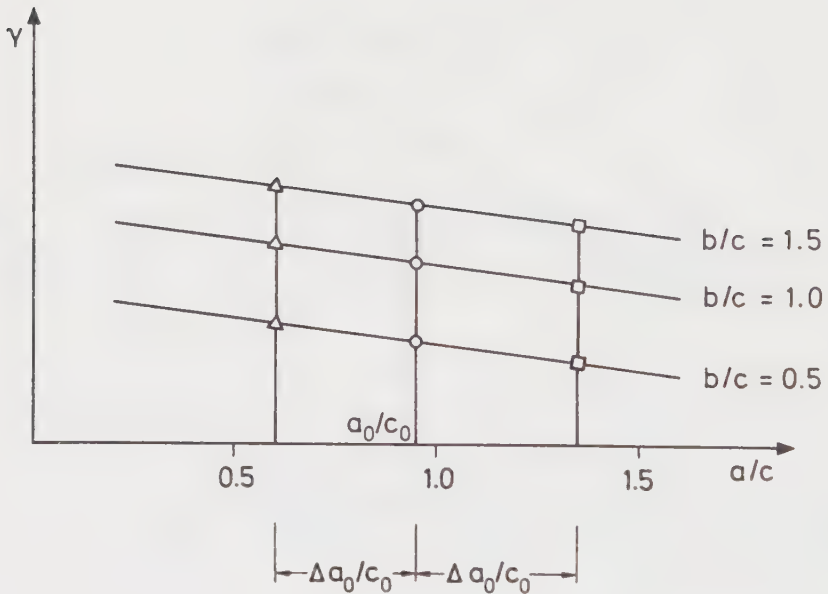


Fig. 2: $\gamma_0 = f(a/c)$

Zunächst werden aus einer graphischen Darstellung $\gamma_0 = f(a/c)$ mit b als Parameter die mit Δ , $\circ$, $\square$ bezeichneten Punkte gewonnen. Sie werden in einer Graphik $\gamma_0 = f(b/c)$ übernommen. Aus dieser Darstellung wird dann γ_0 mit seinem Fehler $\Delta \gamma_0$ entnommen. Falls die Fehler $\Delta \gamma_1$ und $\Delta \gamma_2$ nicht identisch sind, wird der größere von beiden (zur Sicherheit) weiter verwendet.

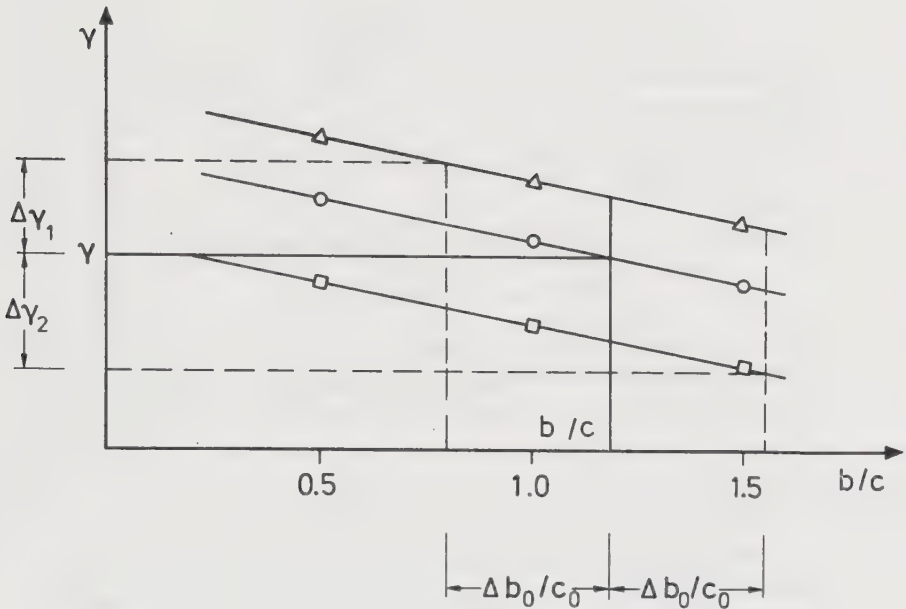


Fig. 3: $Y_0 = f(b/c)$

Bleibt noch die Bestimmung von B_{int} . Aus den PIF-Kurven entnimmt man direkt das innere Feld, ausgedrückt in Stromeinheiten: J_{int} . Die Umrechnung erfolgt mit dem Eichfaktor e aus ⁽⁶¹⁾:

$$B_{int} = e \cdot J_{int} \quad (5)$$

Für den Fehler gilt:

$$\Delta B_{int} = B_{int} \sqrt{\left(\frac{\Delta e}{e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta J_{int}}{J_{int}}\right)^2} \quad (6)$$

Nach Fig. 4 erhält man J_{int} gemäß folgender Formel:

$$J_{int} = J_{int}^0 + \frac{J_{int}^S}{S} (A_0 - S_u) \quad (7)$$

mit dem Fehler ΔJ_{int} :

$$\Delta J_{\text{int}} = J_{\text{int}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta A_0}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_n}{S_u}\right)^2 + \left(\frac{A_0 - S_n}{S} \cdot \Delta S\right)^2} \quad (8)$$

Die Bedeutung der Größen in Gl. 7 ersieht man aus Fig. 4. Für die Stufenhöhe gilt: $S = S_0 - S_u$.

$$\Delta S = \sqrt{(\Delta S_0)^2 + (\Delta S_u)^2} \quad (9)$$

Den Fehler ΔA_0 erhält man aus der halblogarithmischen Auftragung

$$\text{PIF-Amplitude} = f(\text{Zeit})$$

durch Abschätzung, ebenso ΔS_0 und ΔS_u direkt aus den PIF-Kurven. Über das Vorzeichen der Targetpolarisation muß von Fall zu Fall aus dem Experiment (aus der verwendeten Einstrahlstelle) geschlossen werden.

3. Targetpolarisation $\bar{p}_i^v$ und $\bar{p}_i^n$

Aus den so bestimmten Targetpolarisationen p' erhält man die gemittelte Targetpolarisation $\bar{p}_i^v$ und $\bar{p}_i^n$ vor bzw. nach dem i -ten Schuß als gewichteten Mittelwert (vgl. Bronstein).

$$\left. \begin{array}{l} \bar{p}_i^v \\ \bar{p}_i^n \end{array} \right\} = \frac{p'_1 w_1 + p'_2 w_2 + \dots + p'_n w_n}{w_1 + w_2 + \dots + w_n} = \frac{\sum_{k=1}^n p'_k w_k}{\sum_{k=1}^n w_k} \quad (10)$$

wobei n die Anzahl der einzelnen Polarisationsmessungen vor bzw. nach jedem Schuß ist. Die Gewichte w_k sind gegeben durch:

$$w_k = \frac{1}{\Delta p_k} \quad k = 1, \dots, n \quad (11)$$

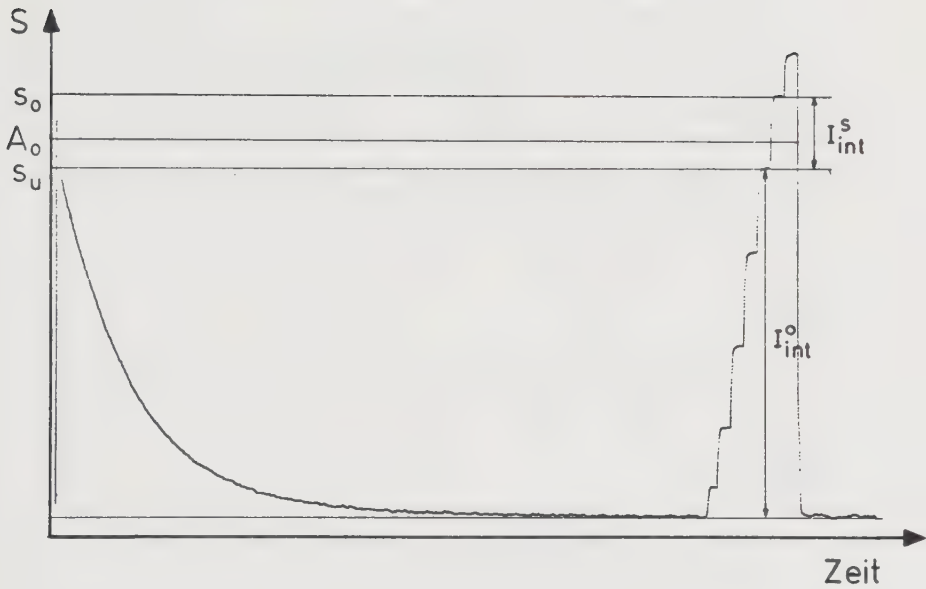


Fig. 4: Bestimmung der PIF-Amplitude

4. Korrektur dieser Werte durch einen e-Funktionsfit

Wie bereits in 1. erwähnt, wird angenommen, daß diese Polarisationswerte auf einer e-Funktion liegen, d.h. daß zwischen der Bestrahlungsdosis und der Targetpolarisation folgender Zusammenhang besteht (vgl. Kap. III, Gl. 20):

$$p_i' = p_0' e^{-\hat{D}_i/D_0} \quad (12)$$

wobei $\bar{D}_i$ = gesamte relative Dosis, die das Target bisher einschließlich des betrachteten Schusses erhalten hat.

D_0 = 1/e Dosis, die experimentell aus den Meßdaten bestimmt werden muß.

Logarithmiert man (12), so folgt:

$$\ln p_i' = \ln p_0' - \frac{1}{D_0} \cdot \bar{D}_i$$

oder mit den Abkürzungen:

$$y = \ln p_i'$$

$$x = \bar{D}_i$$

$$a_0 = \ln p_0'$$

$$a_1 = -1/D_0$$

die Gleichung

$$y = a_0 + a_1 \cdot x \quad (13)$$

Mit den aus 3. gefundenen Werten wird nun weitergearbeitet. Gleichung (13) stellt eine Gerade dar. Sie soll nun mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate in die halblogarithmische Darstellung der Wertepaare $(\bar{p}_i^V, \bar{D}_{i-1})$ und $(\bar{p}_i^N, \bar{D}_M)$ gefittet werden. Da gilt:

$$\bar{p}_{i+1}^V = \bar{p}_i^N$$

(Index v = vorher, n = nachher)

wird im weiteren nur $\bar{p}_i^V$ verwendet. Der Index i gibt die Anzahl der "Schüsse" $i = 1, \dots, M$ an. Hinzu kommt noch die Polarisation nach dem letzten "Schuß": $\bar{p}_M^N$. Dabei werden die Abweichungsquadrate mit den Fehlern der gemittelten Polarisation gewichtet. Die Gewichte W sind gegeben durch:

$$w_k = \frac{\Delta \bar{p}_k^V}{\bar{p}_k^V}$$

$$w_{M+1} = \frac{\Delta \bar{p}_M^N}{\bar{p}_M^N}$$

wobei k = Anzahl der Wertepaare = $1, \dots, M+1$. Mit $y_k = \ln \bar{p}_k^V$ und $y_{M+1} = \ln \bar{p}_M^N$ und $x_k = \bar{D}_{k-1}$. Damit ergeben sich folgende Bedingungsgleichungen:

$$a_0 \sum_{k=1}^{M+1} w_k + a_1 \sum_{k=1}^{M+1} w_k x_k = \sum_{k=1}^{M+1} w_k y_k \quad (13)$$

$$a_0 \sum_{k=1}^{M+1} w_k x_k + a_1 \sum_{k=1}^{M+1} w_k x_k^2 = \sum_{k=1}^{M+1} w_k x_k y_k \quad (14)$$

Aus beiden Gleichungen erhält man $a_0 = \ln p'_0$ und $a_1 = -1/D_0$ bzw. $D_0 = -1/a_1$.

Mit dem Wert Q der Fehlerquadratsumme (vgl. Bronstein) ergibt sich der Fehler m der Ausgleichsgeraden zu:

$$m = \sqrt{\frac{Q}{M+1-2}} \quad (15)$$

Setzt man die Werte $\tilde{D}_{i-1}$ in die so gewonnene "beste" e-Funktion, so erhält man aus

$$\bar{p}_i^{\prime v} = \exp(a_0 + a_1 \tilde{D}_{i-1}) \quad (16)$$

die korrigierten Werte für die Targetpolarisationen:

$$\bar{p}_{i, \text{kor}}^{\prime v} \pm m \text{ und } \bar{p}_{i, \text{kor}}^{\prime n} \pm m$$

wobei sich die Werte $\tilde{D}_{i-1}$ aus Kap. III., Gl. 16,17 berechnen lassen.

5. Mittlere Targetpolarisation während des i-ten "Schusses"

Aus der "besten" e-Funktion Gl. 16 errechnet sich auch die mittlere Targetpolarisation $\bar{p}_i'$ beim i-ten Schuß (die Größe $\bar{p}_i'$ ist grundsätzlich verschieden in der Bedeutung von den Größen $\bar{p}_i^{\prime v}$, $\bar{p}_i^{\prime n}$. Dabei handelt es sich um die gewichteten Mittelwerte (vgl. Abs. 3) der Reproduzierbarkeitsmessungen v o r bzw. n a c h dem i-ten Schuß!).

$$\bar{p}_i' = \bar{p}_{i, \text{kor}}^{\prime v} e^{-\tilde{d}_i/D_0} \quad (17)$$

wobei $\tilde{d}_i$ der relativen Dosis des i-ten "Schusses" gemäß Gl. 16 aus Kap. III entspricht.

Für den Mittelwert erhält man mit der Substitution $\eta_i = \tilde{d}_i/D_0$:

$$\bar{p}'_i = \frac{\bar{p}'_{\text{kor},i}}{\tilde{d}_i} \cdot \int_{\tilde{d}_i} e^{-\tilde{z}/D_0} d\tilde{z} \quad (18)$$

$$\bar{p}'_i = \bar{p}'_{\text{kor},i} \cdot \frac{D_0}{\tilde{d}_i} = \bar{p}'_{\text{kor},i} \cdot \frac{D_0}{\tilde{d}_i} \cdot e^{-\tilde{d}_i/D_0} \quad (19)$$

$$= \alpha - \alpha \cdot \beta \quad (20)$$

Für den Fehler ergibt sich daraus die Beziehung:

$$\Delta \bar{p}'_i = \sqrt{((1-\beta) \Delta \alpha)^2 + (\alpha \Delta \beta)^2} \quad (21)$$

Zur Kontrolle bildet man den arithmetischen Mittelwert:

$$p'_{i,\text{am}} = \frac{\bar{p}'_{\text{kor},i} + \bar{p}'_{\text{kor},i}}{2} \quad (22)$$

Für diesen Wert muß stets gelten:

$$p'_{i,\text{am}} > \bar{p}'_i \quad (23)$$

und die Abweichung:

$$(p'_{i,\text{am}} - p_i)$$

sollte klein sein.

6. Zusammenfassung

Neben der in Kap. III beschriebenen Auswertung für die Targetpolarisationen (ab Gl. 16 bis Gl. 30) wird in diesem Anhang Abschnitt 4 und 5 ein Verfahren beschrieben, welches die Dosisabhängigkeit des γ -Faktors (siehe Gl. 19, Kap. III) vernachlässigt, sonst aber grundsätzlich wie das in Kap. III dargestellte Auswerteverfahren (welches im Computerprogramm FLEX verwirklicht ist) abläuft, aber manuelle Auswertearbeit erfordert. Die zwei Verfahren ergaben sich aus der Weiterentwicklung der Auswertung während der laufenden Experimente.

Mit dem in diesem Anhang beschriebenen Verfahren wurden die Experimente 1 und 2 ausgewertet, während Experiment 3 und 4 vollständig mit allen Korrekturen mittels des Programms FLEX ausgewertet wurden.

Anhang C

Bestimmung der Strahlpolarisation p, der Strahlpolarisationsasymmetrie ϵ_+ und der Geometriekorrektur g_+

Herkömmlicherweise erhält man die Strahlpolarisation p aus der Doppelzählerauswertung für 2 Spinstellungen der Spektren des Kaltgasheliumpolarimeters. Sind n_{0+} und n_{0-} die Zählraten des linken Detektors, n_{1+} und n_{1-} die des rechten Detektors für die Spinstellungen "up" = "+" und "down" = "-", so erhält man daraus die Zählratenasymmetrie ϵ_{+-} gemäß der Beziehung

$$\epsilon_{\pm} = \frac{\sqrt{\frac{n_{0+}n_{1-}}{n_{0-}n_{1+}}} - 1}{\sqrt{\frac{n_{0+}n_{1-}}{n_{0-}n_{1+}}} + 1} \quad f := \sqrt{\frac{n_{0+}n_{1-}}{n_{0-}n_{1+}}} \quad (1)$$

mit dem Fehler

$$\Delta \epsilon_{\pm} = \frac{f}{(1+f)^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{n_{0+}} + \frac{1}{n_{0-}} + \frac{1}{n_{1+}} + \frac{1}{n_{1-}}} \quad (2)$$

Aus (1) ergibt sich mit dem Wert A_{eff} der effektiven Analysierstärke des Kaltgasheliumpolarimeters die Strahlpolarisation p:

$$p = \frac{\epsilon_{\pm}}{A_{eff}} \quad (3a)$$

$$\Delta p = p \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon_{\pm}}{\epsilon_{\pm}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{eff}}{A_{eff}}\right)^2} \quad (3b)$$

Dieses Verfahren bietet den Vorteil, daß es gegenüber anderen Auswerteverfahren wie der Doppelzählerauswertung für eine Spinstellung geringere experimentelle Anforderungen an die Messung stellt. Im Einzelnen gilt für die Doppelzählerauswertung für zwei Spinstellungen:

Die so in Gl. 1 bestimmte Asymmetrie ϵ_+ ist unabhängig von den sogenannten Geometriefaktoren G_1 und G_2 (45) für die beiden Zähler. Man versteht unter $G_{1,2}$ die endliche Streugeometrie (Raumwinkel, Targetvolumen, begrenzende Blenden), die für jeden Zähler i.a. individuell verschieden ist. Zudem spielen Strahlstromschwankungen $C = \text{reine Intensitätsänderungen!}$) sowie Variationen der Targetdichte während der Messung keine Rolle.

Gl. 1 berücksichtigt dagegen nicht Effekte, die durch örtliche Strahlschwankungen bei der Polarisationsumschaltung bzw. durch unvollständige Polarisationsumkehr ($|p_+| \neq |p_-|$) zustande kommen ⁽⁴⁵⁾.

Die Strahlschwankungen werden hauptsächlich hervorgerufen durch das Umschalten der Magnetfelder über dem Argon-Umladekanal der LSQ. Experimentell bestätigt sich dies durch Messung von ϵ_+ aus Gl. 1 bei ausgeschalteter Polarisation (SONA-Spulen I,II aus), aber bei weiterer Umschaltung der Argon-Felder. Diese Messungen liefern ein ϵ_+^0 in der Größenordnung

$$\epsilon_+^0 = 0.01 \dots 0.05 \quad (4)$$

Die unterschiedlichen Werte ergeben sich aus der Unsymmetrie der Einschubbedingungen des Strahls am Low-Energy-Eingang des Tandembeschleunigers und der Lage des Strahls bezüglich der Blenden im Strahlrohr.

Schaltet man die Argonfelder ebenfalls aus, so erhält man das eigentliche $\epsilon_{\text{apparat}}$ der apparativen Asymmetrie des Polarimeters, wobei

$$\epsilon_{\text{apparat}} = 0.002 \quad (5)$$

Das Argument, eine etwaige Restpolarisation des Strahls ruft das ϵ_+^0 in Gl. 4 hervor, ist damit entkräftet. Beide Messungen zeigen, daß geometrische Schwankungen des Strahls bezüglich der Strahlachse, Raumwinkeländerungen im Polarimeter bewirken, welche einen Betrag von ϵ_+ in Gl. 1 liefern, der nicht aus den jeweiligen Analysierstärken der Polarisationen p_+ und p_- stammt. Wie bereits in Kap. III. 2. dargelegt, werden die verschiedenen Polarisationsbeträge durch Einführung der Größe Π berücksichtigt:

$$p = \frac{p_+ + p_-}{2} \quad (6a)$$

$$\Pi = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-} \quad (6b)$$

Da beide Effekte mittels der Doppelzählerauswertung Gl. 1 nicht korrigierbar sind, wird im folgenden gezeigt, wie unter allgemeiner Verwendung der Einzelzählraten der Polarimeterspektren beide Korrekturen berücksichtigt werden. Ausgehend von den Gl. 8 und Gl. 4 aus Kap. III lassen sich die Raumwinkeländerungen bei der Polarisationsumschaltung durch Indizierung der J_i mit (+) miteinbeziehen:

$$n_{i\pm} = J_{i\pm} D_{\pm} (1 \pm (-1)^i A_{eff} \cdot p_{\pm}) \quad (7a)$$

$$J_{i\pm} = N'V' \int_{\Omega_i} G'(\vartheta) d\Omega_i \quad (7b)$$

Damit ist:

$$\epsilon_{\pm}^* = \frac{n_{0\pm} - n_{1\pm}}{n_{0\pm} + n_{1\pm}} = \frac{J_{0\pm} - J_{1\pm} \pm A_{eff} \cdot p (J_{0\pm} + J_{1\pm})}{J_{0\pm} + J_{1\pm} \pm A_{eff} \cdot p (J_{0\pm} - J_{1\pm})} \quad (8)$$

(Man beachte, daß bei ϵ_I^* (+) eine Indizierung bedeutet im Gegensatz zu ϵ_+ aus Gl. 1!)

Man führt die im folgenden definierten Größen $g_{\pm}$ als Geometriefaktoren ein:

$$g_{\pm} = \frac{J_{0\pm} - J_{1\pm}}{J_{0\pm} + J_{1\pm}} \quad (9)$$

so daß sich $\epsilon_{\pm}^*$ schreibt als:

$$\epsilon_{\pm}^* = \frac{g_{\pm} \pm A_{eff} \cdot p (1 \pm \pi)}{1 \pm A_{eff} \cdot p (1 \pm \pi) g_{\pm}} \quad (10)$$

Daraus gewinnt man:

$$A_{eff} \cdot p (1 \pm \pi) = \pm \frac{\epsilon_{\pm}^* - g_{\pm}}{1 - \epsilon_{\pm}^* g_{\pm}} =: d_{\pm} \quad (11)$$

$$\text{oder } \frac{d_{+} + d_{-}}{2} = A_{eff} \cdot p \quad (12)$$

Dies bedeutet: Die Polarisationskorrektur $\overline{\Pi}$ fällt exakt heraus.
Andererseits ist

$$\frac{d_+ - d_-}{d_+ + d_-} = \pi \quad (13)$$

Mit Kenntnis der Größeng $+$, die jeweils unmittelbar vor und nach jedem /
"Schuß" auf den LMN-Kristall mit unpolarisiertem Strahl (SONA-Spulen
I,II aus, aber Argon-Felder an) im Polarimeter gemessen werden, erhält
man die gewünschten Größen $\overline{\Pi}$ für die Berechnung von $p \cdot \overline{p}' \cdot A_{yy}$ direkt
aus den Rohzählraten des Kaltgas-helium-polarimeters, die Polarisation
ergibt sich mit dem Wert p aus Gl. 12.

Anhang D

Auswertung der Koinzidenzspektren

1. Bestimmung von $p\bar{p}'A_{yy}$

Aus Kap. III. folgt aus Gl. 13 die Beziehung

$$p\bar{p}'A_{yy} = \frac{\epsilon - \delta}{1 - \epsilon(\pi + b) + \pi b} \quad (1)$$

wobei:

- p : mittlerer Betrag der Strahlpolarisation
- $\bar{p}'$: mittlere y -Komponente der Targetpolarisation
- ϵ : Rohasymmetrie der $\vec{p}$ - $\vec{p}$ -Koinzidenzen, d. h. ohne irgendeine Korrektur aus den gemessenen Zählraten
- δ : Stromasymmetrieparameter
- π : Polarisationsasymmetrieparameter

Für den Fehler gilt:

$$\Delta(p\bar{p}'A_{yy}) = \frac{1}{(1 - \epsilon(\pi + b) + \pi b)^2} \sqrt{(a\Delta\epsilon)^2 + (b\Delta\delta)^2 + (c\Delta\pi)^2} \quad (2)$$

mit:

$$\begin{aligned} a &= 1 - \delta^2 \\ b &= -1 + \epsilon^2 \\ c &= \epsilon(\epsilon - \pi - b) + \pi b \end{aligned}$$

Die Rohasymmetrie ϵ der $\vec{p}$ - $\vec{p}$ -Koinzidenzen ist definiert als:

$$\epsilon = \frac{n_{+} - n_{-}}{n_{+} + n_{-}} = \frac{1}{2} \frac{(n_{0+} + n_{1+}) - (n_{0-} + n_{1-})}{(n_{0+} + n_{1+}) + (n_{0-} + n_{1-})} \quad (3)$$

wobei der Index
 0 = linker Zähler
 1 = rechter Zähler

bedeutet. Für den Fehler von ϵ gilt:

$$\Delta\epsilon = \frac{2}{n_{+} + n_{-}} \sqrt{\frac{n_{+}n_{-}}{n_{+} + n_{-}}} \quad (4)$$

δ entnimmt man mit seinem Fehler der "Silberpeak"-Auswertung (siehe Anhang A), π der Auswertung für die Polarisationsasymmetrie (siehe Anhang C).

Für die bisher durchgeführten Experimente ergeben sich die folgenden Ergebnisse:

Experiment Nr. 1:

$\overline{pp'} A_{yy}$ bei den "Schüssen":

1. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = 0.13116 \pm 0.01208$

Experiment Nr. 2:

$\overline{pp'} A_{yy}$ bei den "Schüssen":

1. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.38258 \pm 0.02946$

2. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.35696 \pm 0.02915$

3. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.33889 \pm 0.01802$

4. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.24196 \pm 0.01274$

Experiment Nr. 3:

$\overline{pp'} A_{yy}$ bei den "Schüssen":

1. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.4315 \pm 0.0702$

2. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.3447 \pm 0.0574$

3. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.3181 \pm 0.0549$

4. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.2956 \pm 0.0401$

5. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.2084 \pm 0.0366$

6. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.1716 \pm 0.0312$

7. Schuß: $\overline{pp'} A_{yy} = - 0.1257 \pm 0.0192$

Experiment Nr. 4:	
$\overline{pp'} A_{yy}$ bei den "Schüssen":	
1. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.1971 \pm 0.0883$
2. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.2612 \pm 0.0696$
3. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.2402 \pm 0.0544$
4. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.2242 \pm 0.0548$
5. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.2030 \pm 0.0478$
6. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.1406 \pm 0.0494$
7. Schuß:	$\overline{pp'} A_{yy} = 0.1479 \pm 0.0449$

(Positive Werte, da anderes Vorzeichen der Targetpolarisation)

2. Bestimmung der A_{yy} -Werte

Experiment Nr. 1:								
"Schuß"	$(\overline{pp'} A_{yy})_i$	p_i	$\overline{p}_i$	A_{yyi}	$\Delta(\overline{pp'} A_{yy})_i$	Δp_i	$\Delta \overline{p}_i$	$\Delta(A_{yy})_i$
1	0.13116	0.80865	-0.166	-0.9771	0.01208	0.01593	0.0071	0.1010

$$\overline{A_{yy}} = - 0.9771 \pm 0.1010$$

Experiment Nr. 2:								
"Schuß"	$(\overline{pp'} A_{yy})_i$	p_i	$\overline{p}_i$	A_{yyi}	$\Delta(\overline{pp'} A_{yy})_i$	Δp_i	$\Delta \overline{p}_i$	ΔA_{yyi}
1	-0.38258	0.761	0.553	-0.9091	0.02955	0.018	0.0344	0.0927
2	-0.35696	0.736	0.510	-0.9510	0.02915	0.018	0.0283	0.0967
3	-0.33889	0.716	0.444	-1.0660	0.01802	0.018	0.0165	0.0742
4	-0.24196	0.692	0.324	-1.0792	0.01274	0.018	0.0080	0.0688

$$\overline{A_{yy}} = - 0.9915 \pm 0.0335$$

$\overline{A_{yy}}$ ergibt sich als gewichteter Mittelwert aus den vier "Schüssen".

Experiment Nr. 3:								
"Schuß"	$(p\overline{p}'A_{yy})_i$	p_i	$\overline{p}_i'$	A_{yy_i}	$\Delta(p\overline{p}'A_{yy})_i$	Δp_i	$\Delta \overline{p}_i'$	ΔA_{yy_i}
1	-0.4315	0.6103	0.5920	-1.1943	0.0702	0.0159	0.0063	0.0926
2	-0.3447	0.6109	0.5741	-0.9827	0.0574	0.0131	0.0062	0.0779
3	-0.3181	0.6257	0.5561	-0.9143	0.0549	0.0132	0.0061	0.0756
4	-0.2956	0.7343	0.5077	-0.7931	0.0401	0.0105	0.0058	0.0590
5	-0.2084	0.6811	0.4110	-0.7444	0.0366	0.0081	0.0087	0.0710
6	-0.1716	0.6715	0.3106	-0.8227	0.0312	0.0069	0.0078	0.0819
7	-0.1257	0.7199	0.2615	-0.6679	0.0192	0.0043	0.0127	0.0656

$$\overline{A_{yy}} = -1.0176 \pm 0.1242$$

In Fig. 1 findet man die graphische Darstellung der sich aus dem Computerprogramm FLEX ergebenden Funktion $\alpha_i = f(\beta_i)$ (siehe Kap. III, Gl. 32). Dabei wurde für jeden Schuß die Strahlpolarisation mit den aus dem unpolarisierten Schuß am Ende der Strahlzeit gewonnenen Geometriefaktoren g_+ korrigiert (vgl. Anhang C). In die Werte wurde dann eine Ausgleichsgerade

$$y = a + b \cdot x$$

gelegt mit:

$$a = -1.0176 = \overline{A_{yy}}$$

$$b = -0.000014906$$

$$m = 0.12417 = \Delta \overline{A_{yy}}$$

(m ist der Fehler der Ausgleichsgeradenbestimmung, vgl. dazu Anhang B).

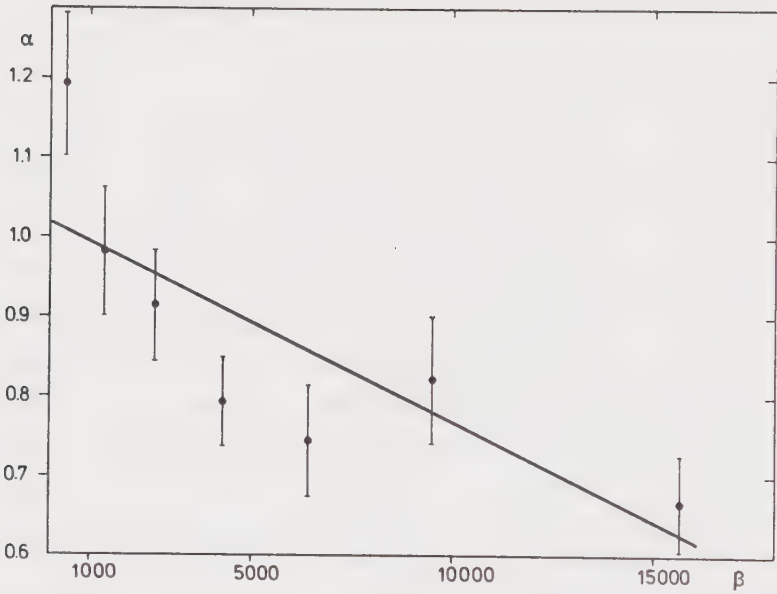


Fig. 1: Ergebnis aus dem Fit mit dem Programm FLEX für das Experiment Nr. 3

Experiment Nr. 4:								
"Schuß"	$(\bar{p}\bar{p}'A_{yy})_i$	p_i	$\bar{p}_i$	A_{yyi}	$\Delta(\bar{p}\bar{p}'A_{yy})_i$	Δp_i	$\Delta \bar{p}_i$	ΔA_{yyi}
1	0.1971	0.5190	-0.3869	-0.9815	0.0883	0.0250	0.0115	0.1662
2	0.2612	0.7111	-0.3693	-0.9946	0.0696	0.0250	0.0101	0.1239
3	0.2402	0.7300	-0.3263	-1.0082	0.0544	0.0170	0.0120	0.1205
4	0.2242	0.7319	-0.2689	-1.1392	0.0548	0.0196	0.0084	0.1356
5	0.2030	0.7249	-0.2260	-1.2390	0.0478	0.0161	0.0070	0.1453
6	0.1406	0.6941	-0.2055	-0.9858	0.0494	0.0153	0.0057	0.1682
7	0.1479	0.6578	-0.1711	-1.3142	0.0449	0.0156	0.0068	0.1789

$$\overline{A_{yy}} = -0.9544 \pm 0.0444$$

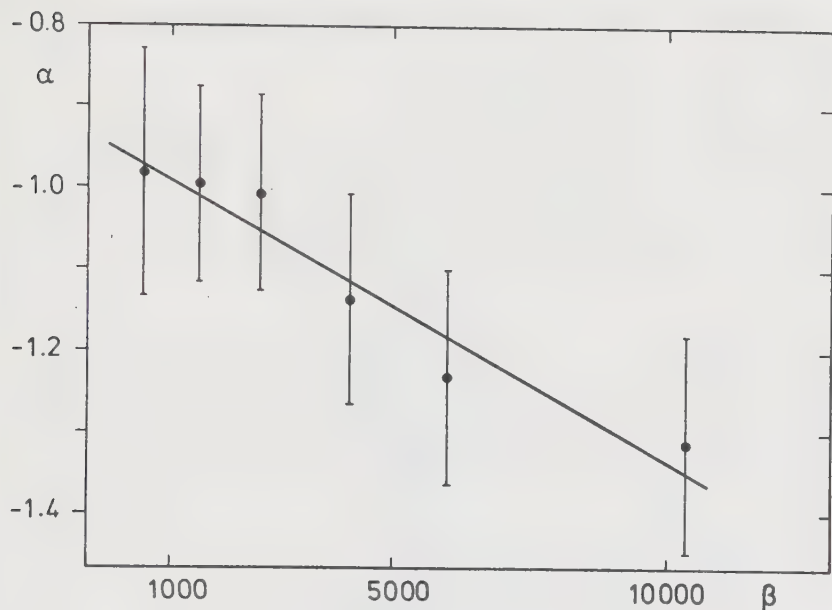


Fig. 2: Ergebnis aus dem Fit mit dem Programm FLEX für Experiment Nr. 4

Fig. 2 zeigt die graphische Darstellung der aus dem Programm FLEX gewonnenen Funktion $\alpha_i = f(\beta_i)$. Dabei wurde bei jedem Schuß die Strahlpolarisation mit den aus den zugehörigen unpolarisierten Schüssen gewonnenen Geometriefaktoren g_+ korrigiert. In die Werte wurde dann eine Ausgleichsgerade wie in Experiment 3 gelegt.

Ergebnis:

$a = -0.9544$	$= \overline{A_{yy}}$
$b = -0.00003768$	
$m = 0.0444$	$= \Delta \overline{A_{yy}}$

Anhang E

Elastische Streuung von polarisierten Protonen an der Silberfolie

Silbertarget	: 10 μm Ag-Folie (natürliches Isotopengemisch)
Energie	: $E_p = 9.95 \text{ MeV}$
Lambshiftquelle	: Umschaltung ($\downarrow, 0$)
Polarimeter	: Hochdruckpolarimeter
Streukammer	: 4 W-Kammer mit 6 Si-Oberflächensperrschichtdetektoren
Spektrenaufnahme	: Routingsystem mit anschließender PDP 7
Winkel	: Vorwärtswinkel $\theta_{lab} = 22.5^\circ$ bis 60°
Spektrenauswertung:	mit modifiziertem Auswerteprogramm X 15 an der Rechenmaschine PDP 15

Die Notwendigkeit der Messung der Analysierstärke der elastischen Streuung von polarisierten Protonen an Silber beruht auf einer genauen Kenntnis des Korrekturfaktors δ der Stromasymmetrie für die A_{yy} -Auswertung (siehe Kap. III). Gemessen wurde für jeden Winkel mit der Quellenumschaltung in der Betriebsart "Polarisation EIN-AUS" im Zustand (Polarisation: "DOWN $\rightarrow$ "unpolarisiert"). Man erhält zu jedem Winkelpaar (z.B. $\theta_{lab} = 25^\circ, 335^\circ$) vier Zählraten.

$N_L^\downarrow$ = Zählrate im linken Zähler für Polarisation " $\downarrow$ "

N_L^0 = Zählrate im linken Zähler für Polarisation "Aus"

$N_R^\downarrow$ = Zählrate im rechten Zähler für Polarisation " $\downarrow$ "

N_R^0 = Zählrate im rechten Zähler für Polarisation "Aus"

Diese Zählraten wurden der Doppelzählerauswertung unterworfen, wobei sich der Asymmetrieparameter der Streuung ϵ_{Ag} aus der folgenden Formel ergibt (62):

$$\epsilon_{Ag}(\theta_{lab}) = \frac{\frac{N_L^0 N_R^\downarrow}{N_L^\downarrow N_R^0} - 1}{\frac{N_L^0 N_R^\downarrow}{N_L^\downarrow N_R^0} + 1} \quad (1)$$

$$\Delta \epsilon_{Ag}(\theta_{lab}) = \frac{1 - \epsilon_{Ag}^2}{2} \sqrt{\frac{1}{N_L^\downarrow} + \frac{1}{N_L^0} + \frac{1}{N_R^\downarrow} + \frac{1}{N_R^0}} \quad (2)$$

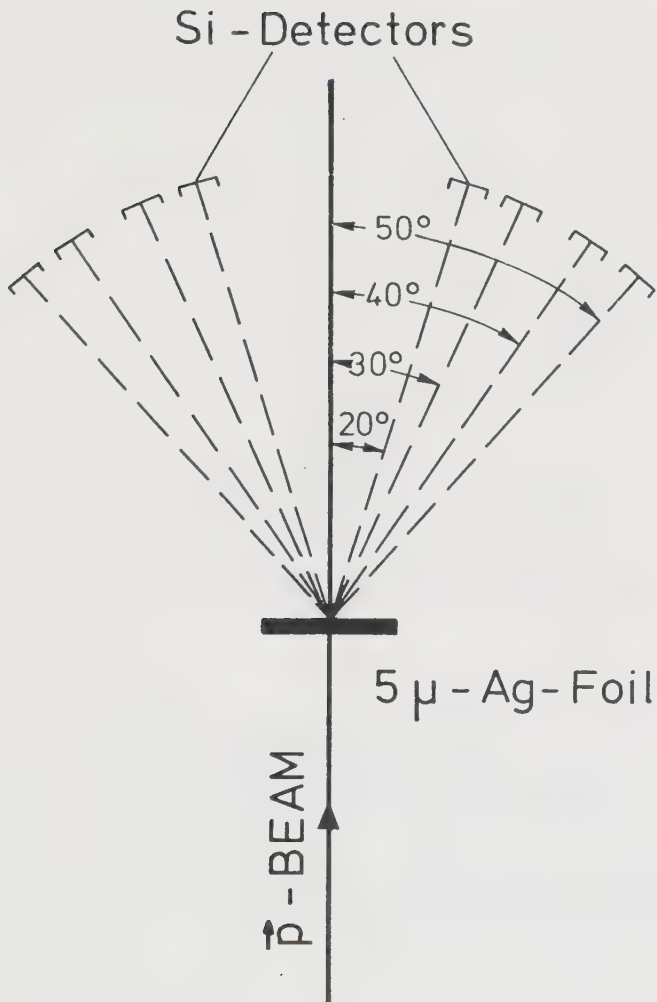


Fig. 1: Prinzipielle Streuanordnung in der 4π -Kammer

Um die Analysierstärke A der elastischen Streuung an Silber zu bestimmen, benötigt man noch die jeweilige Strahlpolarisation p_s . Man erhält analog der Doppelzählerauswertung (Gl. 1) ein ϵ_{He} mit zugehörigem Fehler $\Delta \epsilon_{\text{He}}$ entsprechend Gl. (2).

Die effektive Analysierstärke des ^4He -Polarimeters beträgt nach (63):

$$A_{\text{eff}}^{\text{He}} = 0.75 \pm 0.02$$

womit sich die Strahlpolarisation ergibt zu:

$$p_s = \frac{\epsilon_{\text{He}}}{A_{\text{eff}}^{\text{He}}} \quad (3)$$

mit dem Fehler:

$$\Delta p_s = p_s \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon_{\text{He}}}{\epsilon_{\text{He}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{\text{eff}}^{\text{He}}}{A_{\text{eff}}^{\text{He}}} \right)^2} \quad (4)$$

Damit folgt für die Analysierstärke A von Silber:

$$A(\theta_{\text{lab}}) = \frac{\epsilon_{\text{Ag}}(\theta_{\text{lab}})}{p_s}$$

und dem Fehler:

$$\Delta A(\theta_{\text{lab}}) = A(\theta_{\text{lab}}) \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon_{\text{Ag}}(\theta_{\text{lab}})}{\epsilon_{\text{Ag}}(\theta_{\text{lab}})} \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_s}{p_s} \right)^2} \quad (5)$$

Gemäß Gl. 1 bis 5 wurden die Messungen ausgewertet; die graphische Darstellung Fig. 2 zeigt die Ergebnisse. Die für die Korrekturen notwendigen Werte werden daraus entnommen.

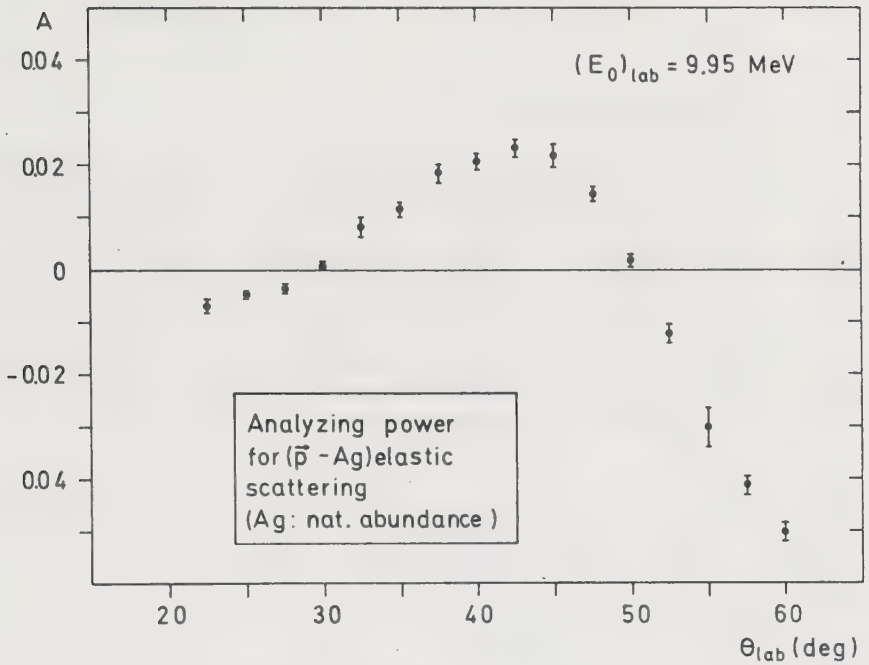


Fig. 2: Analysierstärke der Streuung polarisierter Protonen an einer Folie aus Silber (natürliches Isotopengemisch)

Anhang F

Strahlhomogenisierung

Bei der Auswertung der Teilchenspektren gilt als wesentliche Voraussetzung die homogene Ausleuchtung der Targetgeometrie (LMN-Kristall und Ag-Folie), d.h. gleichmäßige Strahlintensität über der ganzen durch die Einschlußblende begrenzten Fläche. Da dies mit den herkömmlichen Elementen des Strahlführungssystems nicht zu verwirklichen ist, wird in den Strahlengang vor dem Target und hinter dem Polarimeter eine Goldfolie bestimmter Dicke gebracht, um den durchgehenden Strahl durch Winkelstragging aufzustreuen. Eine Goldfolie deshalb, weil in erster Näherung Depolarisationseffekte bei der Kleinwinkelstreuung zu vernachlässigen sind.

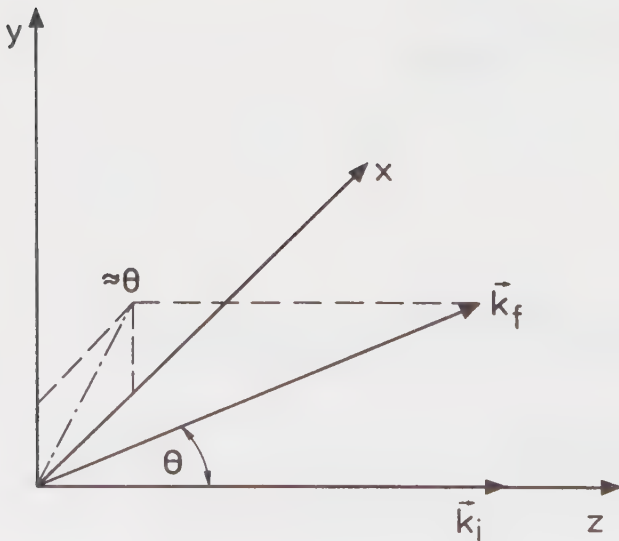


Fig. 1: Koordinatensystem

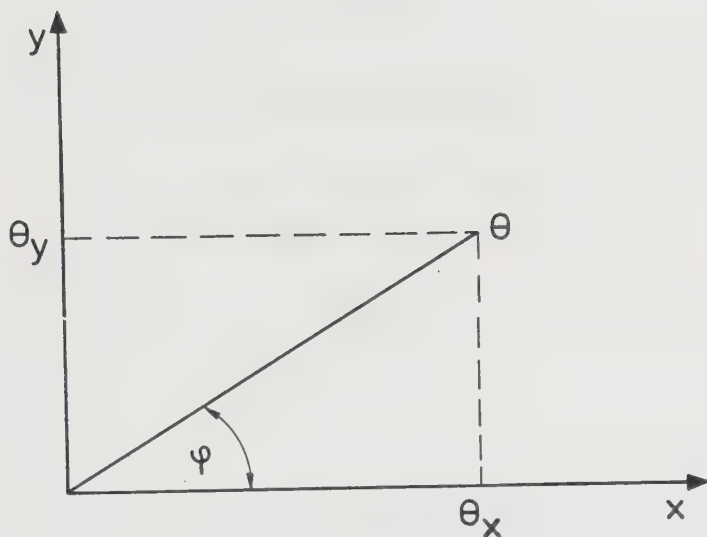


Fig. 2: Streuwinkel

Im folgenden sind allgemeine Überlegungen zur Winkelverteilung bei Vielfachstreuung dargelegt. Sie dienen zur Bestimmung des richtigen Abstandes der Goldfolie vor dem Target zur Festlegung der richtigen Dicke und zur Wahl des Radius der intensitätsbestimmenden Blenden. Die folgende Darstellung geht im wesentlichen auf einen Artikel von Sternheimer⁽⁶⁴⁾ zurück. Weitere Einzelheiten findet man bei Bethe und Ashkin⁽⁶⁵⁾. Der Impuls k_i des einlaufenden Strahls definiere die z-Richtung des Koordinatensystems (siehe Fig. 1). Der auslaufende Strahl bilde mit dem einfallenden den Winkel θ . Die Projektion des Einheitsvektors in k_F -Richtung auf die x-y-Ebene hat den Betrag $|\sin \theta|$, näherungsweise also für kleine Winkel ungefähr θ .

Man zerlegt θ in die Komponenten θ_x und θ_y (siehe Fig. 2). Bei der Vielfachstreuung beobachtet man eine gewisse Häufigkeitsverteilung der vorkommenden Winkel. Für θ_x erwartet man eine Gaußverteilung:

$$P(\theta_x) d\theta_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle \theta_x^2 \rangle}} \cdot e^{-\frac{\theta_x^2}{2 \langle \theta_x^2 \rangle}} d\theta_x \quad (1)$$

Da für θ_y aus Symmetriegründen die gleiche Verteilung gilt, findet man für die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\theta)$ für das Auftreten des Betrages θ bei beliebigen φ :

$$\begin{aligned} P(\theta) d\theta &= P(\theta_x) \cdot P(\theta_y) \cdot 2\pi \cdot \theta d\theta \\ &= \frac{2\theta}{\langle \theta^2 \rangle} \cdot e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} d\theta \end{aligned} \quad (2)$$

wobei wegen

$$\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$$

$$\langle \theta^2 \rangle = \langle \theta_x^2 \rangle + \langle \theta_y^2 \rangle = 2 \langle \theta_x^2 \rangle$$

benutzt wurde.

Der mittlere quadratische Ablenkungswinkel $\langle \theta^2 \rangle$ hängt von der Ladung z , Geschwindigkeit v und Impuls p des einfallenden Teilchens ab, außerdem von der Ordnungszahl Z , dem Atomgewicht A und der Massenbelegung d des Absorbers:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{0,157 \cdot Z(Z+1) \cdot z^2 \cdot d}{A(pv)^2} \cdot \ln \left\{ 1,13 \cdot 10^4 \cdot Z^{4/3} \cdot z^2 \cdot \frac{d}{A\beta^2} \right\} \quad (3)$$

In Gl. (3) ist $\beta = \frac{v}{c}$ (c = Lichtgeschwindigkeit) und $p \cdot v$ ist in der Einheit MeV, d in g/cm² und A in g einzusetzen.

Man kann in (3) benutzen:

$$(pv)^2 = (m_0 c^2)^2 \frac{\beta^4}{1-\beta^2} \quad (4)$$

Es gilt für das

Proton	: $m_0 c^2 = 938.8 \text{ MeV}$
Deuteron	: $m_0 c^2 = 1876.1 \text{ MeV}$
α -Teilchen	: $m_0 c^2 = 3728.3 \text{ MeV}$

Eine Bedingung für die Gültigkeit von Gl. (3) ist:

$$n = 4\pi Z^{4/3} \cdot Z^2 N d \left(\frac{\hbar}{mv} \right)^2 \gg 1 \quad (5)$$

wobei N die Anzahl der Absorberatome pro cm^3 und m die Elektronenmasse bedeutet. Die Zahl n gemäß Gl. (5) entspricht der mittleren Anzahl von Streuprozessen im Absorber pro einfallendes Teilchen.

Betrachtet man die Aufstreuung eines fadenförmigen Strahls, der eine Streufolie durchsetzt (siehe Fig. 3), so kommen hinter der Folie alle Winkel θ vor gemäß der Verteilung in Gl. (2).

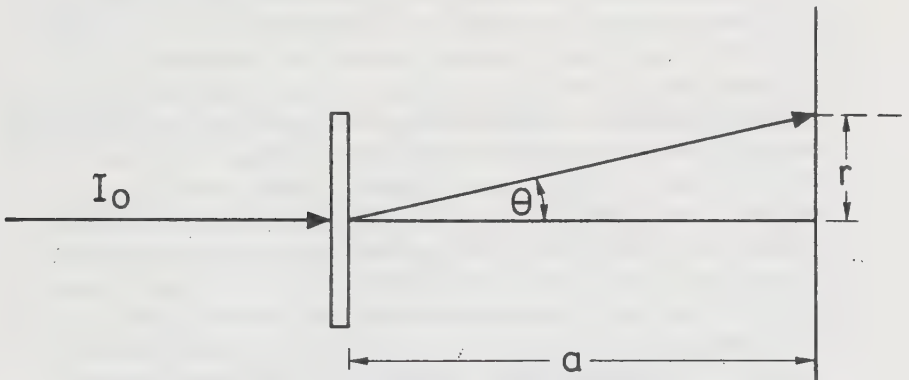


Fig. 3: Strahlauffächerung an einem Target

Im vorliegenden Fall interessiert die Stromdichte j im Abstand hinter der Folie, wenn die Stromstärke des Fadenstrahls vor der Folie J_0 ist. Damit ergibt sich unter Berücksichtigung von $\theta = \frac{r}{a}$:

$$j = \frac{dJ}{df} = \frac{J_0 P(\theta) \cdot d\theta}{2\pi \cdot r \cdot dr} = \frac{J_0 P(\theta)}{2\pi a^2 \theta} = \frac{J_0}{a^2} \frac{1}{\pi \langle \theta^2 \rangle} e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} = \frac{J_0 \cdot e^{-\frac{r^2}{a^2 \langle \theta^2 \rangle}}}{a^2 \pi \langle \theta^2 \rangle} \quad (6)$$

Die Stromdichte fällt also mit wachsendem r gemäß einer Gaußkurve ab.

Es stellt sich die Frage: Welcher Bruchteil $\mathcal{A}$ des Stromes I_0 geht durch eine Blende mit dem Radius R im Abstand a von der Folie? (vgl. Fig. 3)

$$\mathcal{A} = \frac{\int j \, df}{j_0} = \frac{2\pi \int_0^R j r \, dr}{j_0} = \frac{2\pi a^2 \int_0^{R/a} j \theta \, d\theta}{j_0} = \frac{R/a}{j_0} \int_0^{R/a} \frac{2\theta}{(\theta^2)^2} e^{-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}} d\theta$$

$$= 1 - e^{-\frac{R^2}{a^2 \theta_0^2}} \quad (7)$$

Im vorliegenden Experiment war, wie einleitend dargelegt, die homogene Ausleuchtung des Targetkristalls mit Hilfe des Strahlführungssystems nicht zu verwirklichen. Hinzu kommt, daß die im Durchschuß hinter dem Polarimeter gemessenen Strahlströme in der Größenordnung von 10 nA einen Faktor 1000 zu hoch sind, im Vergleich zu den 10 pA Shutterstrom hinter 8 mm Kreisblende im Tantalring am Einschuß zum Target. Eine entsprechende Strahlreduzierung in der Lambshift-Quelle scheitert an der schlechten Stabilisierung des Tandembeschleunigers mit kleinen Strömen. Eine weitere Möglichkeit über ein System kleiner Blenden den Strom zu verkleinern, scheitert an der Forderung, das Target (= ein 5 mm Durchmesser messender kreisförmiger Ausschnitt der Eintrittssilberfolie mit aufgeklebtem Kristall der Maße 2 mm x 3 mm), homogen auszuleuchten. Meist war mit den im Strahlrohr befindlichen drei hintereinander angeordneten Blenden die gewünschte Reduzierung auch nicht zu erreichen. Es mußte dann mittels Defokussierung eine weitere Verkleinerung bewirkt werden, was zu nicht wünschenswerten Effekten, wie Verkleinerung der Strahlpolarisation führte. Deshalb bot sich der Einbau einer Streufolie an, welche sowohl den Strahlstrom reduziert als auch durch die Aufweitung des Strahls die homogene Ausleuchtung des Targets gewährleistet und dies in erster Näherung unabhängig von geometrischen und Intensitätsschwankungen am Ort der Streufolie.

Ausgehend von einer 5 μ dicken Goldfolie, deren Dicke einen Kompromiß darstellt zwischen vertretbarem Energieverlust des Strahls und notwendiger mechanischer Belastbarkeit der Streufolie, wurde mit Gl. 7 derjenige Bruchteil $\mathcal{A}$ berechnet, der durch eine 10 mm Kreisblende im Abstand $a = 15$ cm von der Streufolie geht. Die Rechnung ergibt:

$$\mathcal{A} = 0.10$$

Für die im Abstand $a = 70$ cm von der Streufolie befindliche 8 mm Kreisblende im Tantalring am Einschub zum Target ergibt sich ein:

$$\mathcal{K} = 0.03$$

Maßstab 1:1

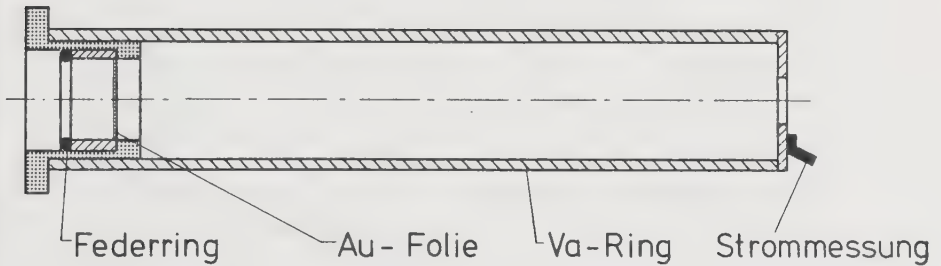


Fig. 4: Schnitt durch den Cup mit eingebauter Streugoldfolie

Damit befindet man sich unmittelbar im Maximum der durch das Stragglings erzeugten Gaußverteilung, so daß eine gleichmäßige Ausleuchtung des Targets gewährleistet ist. In der experimentellen Anordnung (siehe Fig. 4) befindet sich die Goldfolie in einem als Cup ausgelegten VA-Rohr der Länge 16 cm und einem Außendurchmesser $\varnothing = 30$ mm. Am Ende des Cups befindet sich eine 10 mm Ausschußblende, welche $\mathcal{K} = 0.10$ als Strahlintensitätsanteil durchläßt. Der Cup selbst ist in einen Trovidurblock isoliert eingepaßt und erlaubt die Strommessung hinter dem Polarimeter.

Zusammengefaßt läßt sich feststellen, daß die homogene Ausleuchtung des Targets mittels Winkelstragging an einer 5 μ Goldfolie einen wesentlichen Fortschritt bei der Auswertung der ($\vec{p}$ - $\vec{p}$)-Experimente brachte.

Anhang G

Externe Steuerung der Spinumschaltung mit Übergangszeitkorrektur

Wegen der Nichtverwendung eines Routingsystems aus den in Kap. II., 5.2 dargelegten Gründen und der deshalb notwendigen Analyse der Target-Teilchenspektren mittels vier unabhängiger ADCs (Analog-to-Digital-Converter) müssen die Signale zur Steuerung der Elektronik für Spinumschaltung und der dazu notwendigen Übergangszeitkorrektur extern zugeführt werden.

Die zur Steuerung der LSQ vorhandene Apparatur ⁽⁴⁵⁾ liefert Steuersignale, geeignet für das Routingsystem; deren Verwendung scheitert einmal an der zu geringen Anzahl von Ausgängen, der falschen Polarität am Steuereingang für die herkömmlichen Gates und der Nichtbelastbarkeit der Signale an den 50 Ω -Steuereingängen. Deshalb wird ein Signal "0" = "Übergangszeit" aus der Spinumschaltung über zwei 50 Ω -Treiberstufen vierfach als Gate-Signale G verzweigt. Das Signal für die Spinumschaltung Q' wird zusammen mit dem Signal "0" über ein Vierfach NAND-Gatter zu einem neuen Signal Q verarbeitet, welches gewährleistet, daß etwaige noch in der Nachweiselektronik sich in Verarbeitung befindliche Signale über die Input-Register des CAMAC-Systems analysiert werden. Das Zeitverhalten der Signale Q', 0, G, Q ist in Fig. 1 dargestellt. Das neue Signal Q wird über einen Zwischenstricker an den Input-Registern als 2¹⁰-tes Bit zugeführt.

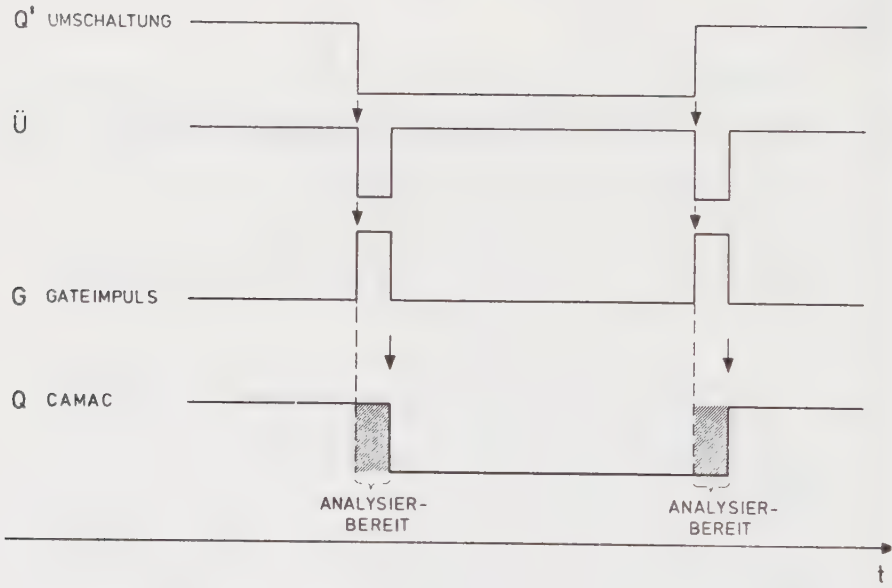


Fig. 1: Zeit- und Schaltsignale zur Steuerung der Nachfolgeelektronik am polarisierten Target

Anhang H

Messungen an der Apparatur zur Bestimmung der Targetpolarisation

Der grundsätzliche Aufbau eines polarisierten Protonentargets ist in der Literatur (6,41,47,67,68) mehrfach beschrieben, während die supraleitende Version des Erlanger Polarisierten Protonentargets in ⁽⁴⁶⁾ veröffentlicht ist. Hier sollen nur die für die PIF-Methode wichtigen Messungen an der Mikrowellenanlage erläutert werden. Bei der Anlage handelt es sich um ein Mikrowellenspektrometer, welches sich gleichzeitig zur Polarisationsmessung verwenden läßt. Als Hochfrequenzgenerator dient ein Karzinotron Co 40 B der Firma Thomson CSF, welches im abstimmbaren Frequenzbereich 68 - 72 GHz maximal 10 Watt Mikrowellenleistung liefert. Die Frequenz selbst wird quarzstabilisiert.

Gemessen wird das vom Resonator zurücklaufende Signal, welches ein 10 dB Richtkoppler einer Mikrowellendiode zuführt. Der Nachweis geschieht über einen Lock-in-Verstärker DYNATRAC 391 A. Die dazu notwendige Signalmodulation bewirkt ein äußeres Modulationsfeld B_{Mod} , welches dem Hauptfeld B_0 überlagert ist. Die Lock-in-Referenzfrequenz (17 Hz) wird hierzu über einen Philips Leistungsverstärker auf die Zusatzspulen gegeben. Wird B_0 langsam verändert (mittels eines Sweep-Feldes) und diese Variation auf einen X-Y-Schreiber gegen den Lock-in-Ausgang aufgetragen, so erhält man das übliche ESR-Spektrum.

Die eigentliche Polarisationsbestimmung läuft dann wie folgt ab: Man hat die Probe durch Einstrahlen bestimmter Zeit in die verbotenen Linien (B_+ oder B_-) polarisiert. Die dabei notwendige Mikrowellenleistung ist durch vorangehende Messungen zu bestimmen. Nun wird nach Ende der Einstrahlzeit gleichzeitig die Hochfrequenzleistung auf - 20 dB bis - 30 dB (je nach Einstellung) reduziert und das Magnetfeld von der verbotenen Linie auf das Feld $B_{\text{Meß}}$ im linearen Teil der erlaubten Linie umgeschaltet. Der Polarisationsmechanismus ist dann unterbrochen und die Protonenpolarisation klingt exponentiell mit der Kernspin-Gitterrelaxationszeit T_{1n} ab. Dieses Abklingen zeigt das Schreiberprotokoll in Fig. 10, Kap. II. Als Vormessungen wurde die ESR-Amplitude in Abhängigkeit von der

Lock-in Zeitkonstante (siehe Fig. 1)

Lock-in Phase (siehe Fig. 2)

und in Abhängigkeit von der

Modulationsfeldstärke (siehe Fig. 3)

bestimmt und die entsprechenden optimalen Meßeinstellungen entnommen. Deutlich erkennt man in Fig. 2 den sinusförmigen Verlauf der Phase. Das Verhalten der ESR-Amplitude als Funktion des Modulationsfeldes zeigt ein Abknicken vom linearen Verlauf in den Übergang zur Sättigung. Dies ist aber wahrscheinlich auf die Begrenzung der Ausgangsamplitude des Modulationsstromes aus dem Philips-Leistungsverstärker, weniger auf die Sättigung des Modulationshubes über die Linienbreite der ESR zurückzuführen.

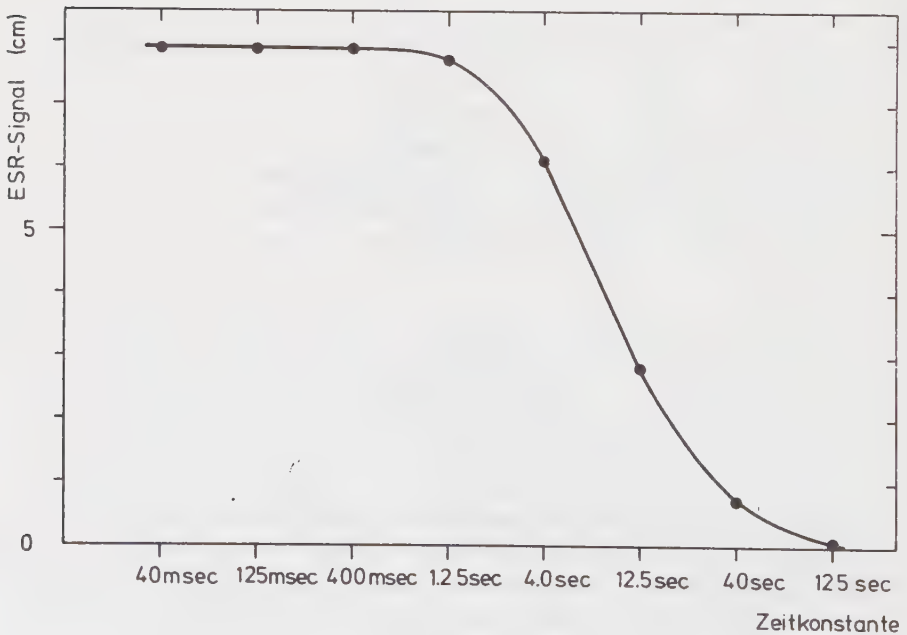


Fig. 1: ESR-Amplitude als Funktion der Lock-in Zeitkonstante

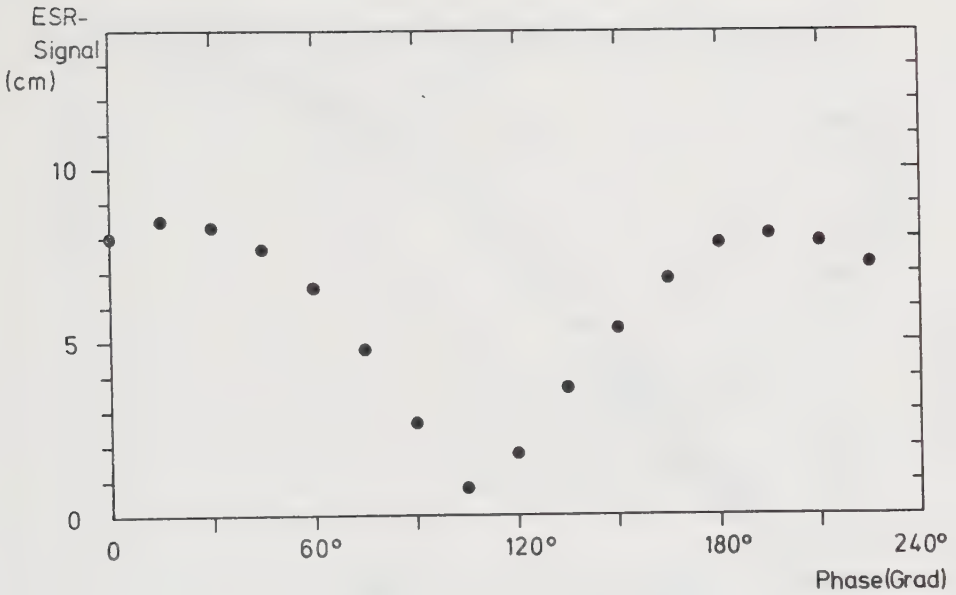


Fig. 2: ESR-Amplitude als Funktion der Lock-in Phase

Die Amplitude des PIF-Signals selbst wird als

Funktion der Mikrowelleneinstrahldauer (siehe Fig. 4)

und als

Funktion der Mikrowelleneinstrahlleistung (siehe Fig. 5)

gemessen und daraus die entsprechenden Werte für das Experiment bestimmt.

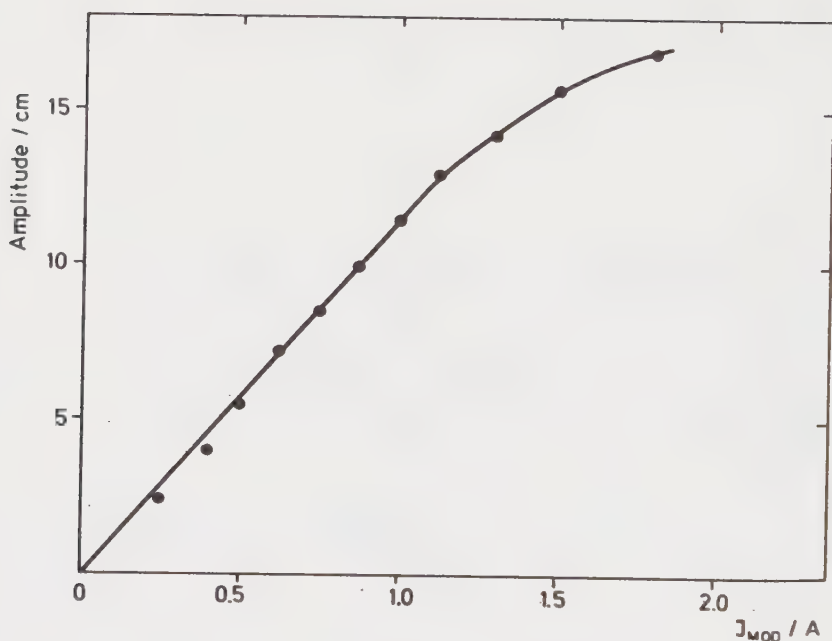


Fig. 3: ESR-Amplitude als Funktion der Modulationsfeldstärke

Damit wurden durch Variation des Mikrowelleneinstrahlungsfeldes die verbotenen Linien B_+ und B_- ausgemessen (siehe Fig. 6). Man sieht in Fig. 6 die ausgezeichnete Trennung von erlaubter und verbotenen Linien. Die Reproduzierbarkeit der PIF-Signale, gemessen im Maximum der verbotenen Linien über eine Zeit von ca. 24 Stunden zeigt Fig. 7. Diese hervorragende zeitliche Reproduzierbarkeit erlaubt es, die Targetpolarisation mit einem Fehler von 0.5 bis 1 % anzugeben, was eine weitere wesentliche Voraussetzung für die Auswertung der A_{yy} -Messungen ist.

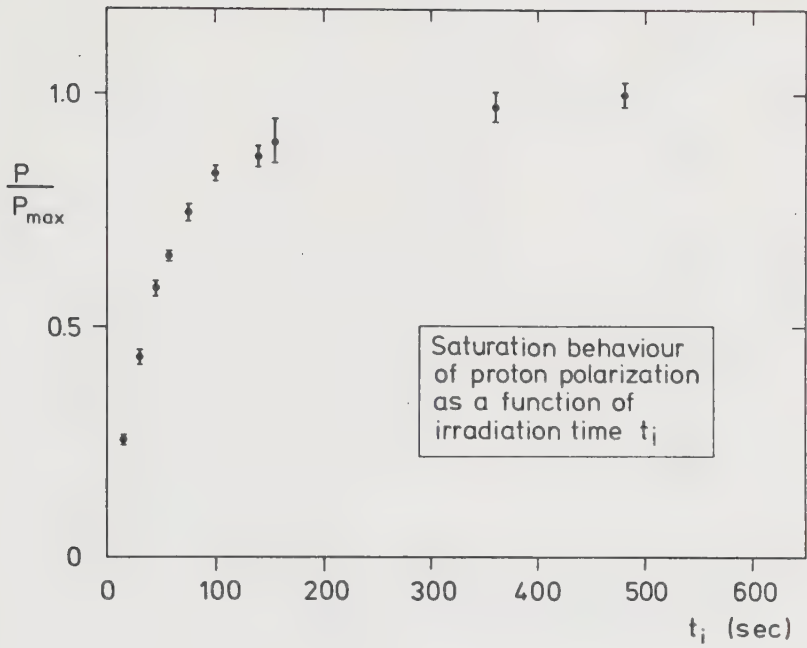


Fig. 4: PIF-Amplitude als Funktion der Mikrowelleneinstrahlungsdauer

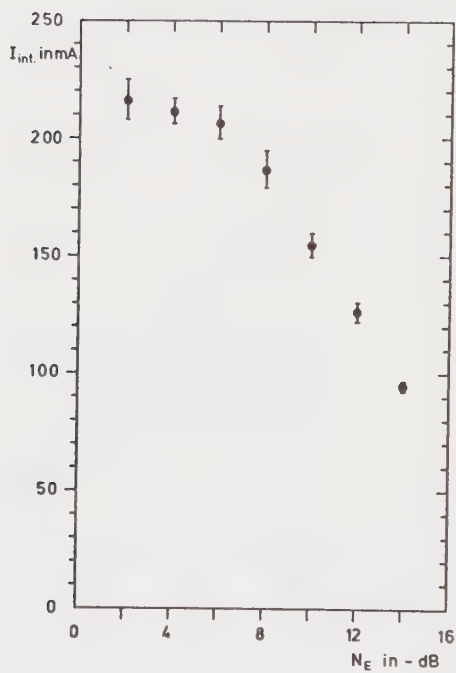


Fig. 5: PIF-Signal als Funktion der Mikrowelleneinstrahlleistung

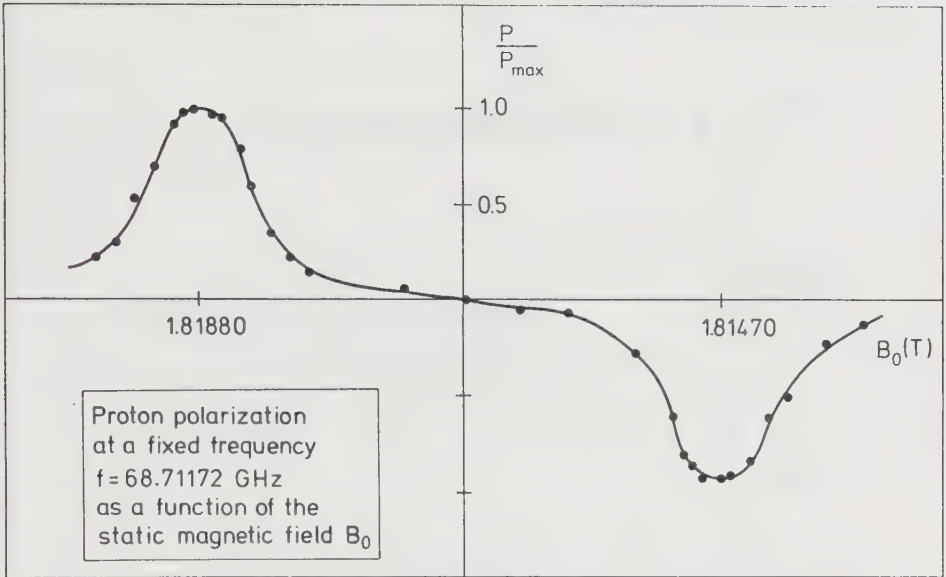


Fig. 6: PIF-Signal bei Variation des Mikrowelleneinstrahlungsfeldes über die "verbotene" Linie B_+ und B_- (Enhancement-Messung)

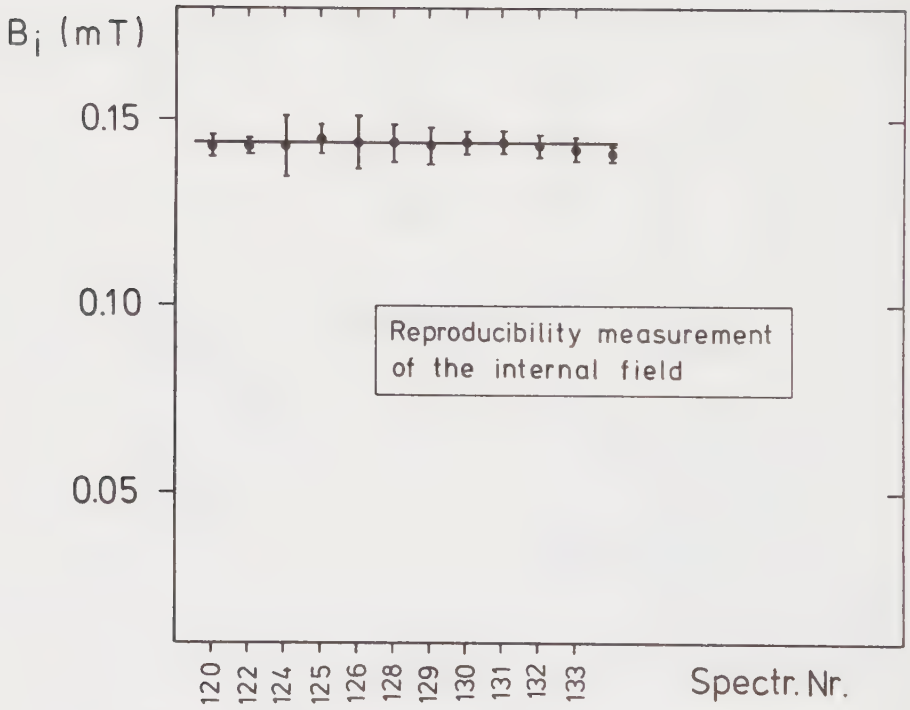


Fig. 7: Reproduzierbarkeit der Targetpolarisation über ungefähr 24 Stunden

Anhang I

Beschreibung der Observablen der Nukleon-Nukleon-Streuung

A) Madison-Konvention

- 1) Der Spinzustand von Teilchen, auch als Polarisation bezeichnet, wird durch die Symbole t_{kq} (sphärischer Tensor) oder p_i, p_{ij} (kartesischer Tensor) gekennzeichnet. Diese Größen sind auf ein rechtshändiges Koordinatensystem bezogen, wobei die positive z-Achse parallel zur Impulsrichtung der Teilchen ist und die positive y-Achse längs $\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out}$ der Kernreaktion liegt, welche die polarisierten Teilchen anregen oder woraus sie entstehen. Dieses Koordinatensystem wird auch als Helizitäts-system bezeichnet (es läßt sich sowohl im Labor- als auch c.m.-System definieren).
- 2) Ausdrücke, welche gewöhnlich die Effekte der Eingangspolarisation eines Strahls oder Targets auf den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion beschreiben, sollen die Bezeichnungen "Analyse"- oder "Efficiency"- einschließen und sie werden durch T_{kq} (sphärische) oder A_i, A_{ij} (kartesische Tensoren) gekennzeichnet. Das Koordinatensystem ist analog 1) definiert.
- 3) Im Ausdruck für die Kernreaktion $a + b \rightarrow c + d$ bzw. $b(a, c) d$ bezeichnet ein Pfeil auf den Symbolen ein Teilchen, welches anfänglich polarisiert ist oder dessen Polarisationszustand gemessen wird.
- 4) Es werden zwei Sätze von Tensoroperatoren verwendet, die sich in Ausdrücken der Einheitsmatrix und der Spinoperatoren darstellen. Für den Spin 1/2-Fall gilt:

Sphärische Tensoren

Kartesische Tensoren

$$T_{kq}$$

$$1$$

$$T_{00} = 1$$

$$\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$$

$$T_{10} = \sigma_z$$

$$T_{1\pm 1} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x \pm i \sigma_y)$$

- 5) Um zwischen Polarisations- und Analysierstärke-Größen zu unterscheiden, verwendet man verschiedene Symbole:

Polarisation

sphärisch: t_{kq}

kartesisch: p_i, p_{ij}

wobei:

Analysierstärke

$T_{kq} \quad |q| \leq k$

$A_i, A_{ij} \quad i, j = x, y, z$

$$t_{kq} = \frac{\text{Sp} (MM^+ \tau_{kq})}{\text{Sp} (MM^+)}$$

$$p_i = \frac{\text{Sp} (MM^+ \sigma_i)}{\text{Sp} (MM^+)}$$

$$T_{kq} = \frac{\text{Sp} (M \tau_{kq} M^+)}{\text{Sp} (MM^+)}$$

$$A_i = \frac{\text{Sp} (M \sigma_i M^+)}{\text{Sp} (MM^+)}$$

Näheres siehe in (69).

Bei den Definitionen der weiteren möglichen Observablen bei der Nukleon-Nukleon-Streuung gibt es in Abhängigkeit von den Autoren und deren Wahl des Koordinatensystems verschiedene Darstellungen bzw. Bezeichnungen. Zu unterscheiden ist dabei noch, ob sphärische oder kartesische Tensoren verwendet werden.

B) Koordinatensysteme

In der Madison-Konvention wird die Polarisation des Strahls bezogen auf ein Koordinatensystem, in dem die positive z-Achse längs des Impulses der Teilchen und die positive y-Achse längs $\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out}$ der Reaktion der polarisierten Teilchen ist. Diese Konvention wurde vereinbart, um entweder die

Polarisation eines der auslaufenden Teilchen für ein im Eingangskanal unpolarisiertes System bzw. die Analysierstärke zu diskutieren, welche man erhält, indem man den Wirkungsquerschnitt der Streuung eines polarisierten Strahls an einem unpolarisierten Target mißt. Dies bedeutet, die Madison-Konvention erstreckt sich nur auf folgende Reaktionen:

$$b(a, \vec{c}) d \text{ oder } b(\vec{a}, c) d$$

Zusätzlich sei vermerkt, daß die Polarisation des Teilchens C auf ein Koordinatensystem bezogen ist, welches für jeden Streuwinkel θ verschieden ist. Dies hat sich als bequem für Polarisationsmessungen erwiesen.

Die Verallgemeinerung der Madison-Konvention auf Reaktionen, bei denen zwei, drei oder gar vier polarisierte Teilchen beteiligt sind, läuft darauf hinaus, individuelle Helizitätssysteme zu gebrauchen. Dies bedeutet, daß man jedem Teilchenstrahl eine z-Achse längs seines Impulses zuordnet und eine allgemeine y-Achse senkrecht auf der Streuebene, definiert durch $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$. $\vec{k}_{in}$ bedeutet den Impuls des Projektils a und $\vec{k}_{out}$, welches den Streuwinkel bestimmt, kennzeichnet den Impuls des auslaufenden Teilchens c oder d. Die x-Achse wählt man in jedem Fall so, daß ein rechtshändiges rechtwinkliges Koordinatensystem entsteht.

Man hat noch zu unterscheiden, ob man die Impulse im Schwerpunkt- oder Laborsystem mißt. Für das Target, welches den Impuls 0 in beiden Systemen hat, ist eine z-Achse nicht definiert. SIMONIUS schlägt dazu vor, sie in entgegengesetzter Richtung zum Strahl zu legen, so daß die z-Achse für das Target in beiden Systemen die gleiche ist.

Im c.m.-System sind die Helizitäts-Systeme für die Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal auf einfache Weise verknüpft und es empfiehlt sich deshalb, nur ein System zu verwenden. Folgt man dem Vorschlag von Ohlsen (70), so werden die beiden Systeme als Projektil-Helizitäts-System und als auslaufendes Reaktant-Helizitäts-System bezeichnet.

Auf der anderen Seite erlaubt der Gebrauch individueller Helizitätssysteme, die Madison-Konvention für alle möglichen Experimente zu verallgemeinern. Die Definitionen der in diesem Anhang beschriebenen Größen folgen dieser allgemeinen Verwendung mehrerer Systeme, gekennzeichnet durch die gestrichenen Größen des Reaktant-Helizitäts-Systems.

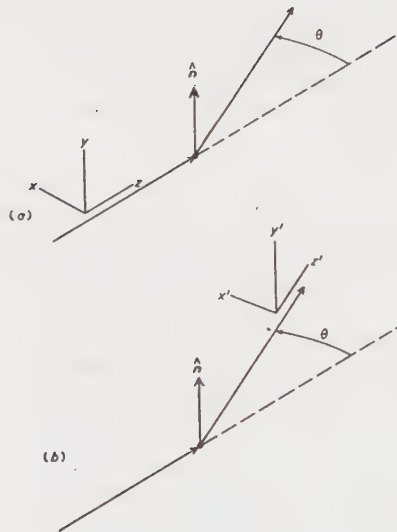


Fig. 1: a) Projektil-Helizitätssystem, b) Reaktant-Helizitätssystem

Die im folgenden dargelegten Tabellen geben die möglichen Experimente der Nukleon-Nukleon-Streuung (Spin 1/2-Spin 1/2) in den verschiedenen Darstellungen und mit den zugehörigen Autoren wieder.

Es handelt sich um folgende mögliche Experimente bei der Reaktion:



Die Pfeilnotation gibt jeweils die Polarisation der beteiligten Teilchen wieder:

- a = Teilchen des Strahls
- b = Teilchen des Targets
- c = gestreutes Teilchen
- d = Rückstoßteilchen

Reaktion	Art der Messung
$b(a, \vec{c}) d$ $b(a, c) \vec{d}$	Polarisation (Vektor)
$b(\vec{a}, c) d$ $\vec{b}(a, c) d$	Analysierstärke (Vektor)
$b(\vec{a}, c) \vec{d}$ $\vec{b}(a, \vec{c}) d$	Polarisationstransfer (Tensor 2. Stufe)
$\vec{b}(\vec{a}, c) d$ $b(a, \vec{c}) \vec{d}$	Spinkorrelation im Eingangskanal Spinkorrelation im Ausgangskanal (Tensor 2. Stufe)
$\vec{b}(a, c) \vec{d}$ $b(\vec{a}, \vec{c}) d$	Depolarisation (Tensor 2. Stufe)
$\vec{b}(\vec{a}, \vec{c}) d$ $\vec{b}(\vec{a}, c) \vec{d}$	Analysierstärketensor (willkürliche Unterscheidung zum Polarisationstensor) (Tensor 3. Stufe)
$\vec{b}(a, \vec{c}) \vec{d}$ $b(\vec{a}, \vec{c}) \vec{d}$	Polarisationstensor (Tensor 3. Stufe)
$\vec{b}(\vec{a}, \vec{c}) \vec{d}$	Polarisationskorrelation (Tensor 4. Stufe)

Tabelle 1: Mögliche Streuexperimente mit polarisierten Teilchen und ihre herkömmlichen Bezeichnungen

In neuerer Literatur wird nicht mehr zwischen Polarisations-transfer und Depolarisation unterschieden, sondern zusammengefaßt als vier verschiedene Möglichkeiten des Polarisations-transfers beschrieben (69,70,71). Die Bezeichnung der Reaktion mit drei polarisierten Teilchen ist willkürlich in Analysierstärke- und Polarisations-tensor aufgespalten, wobei dies nicht zu verwechseln ist mit Reaktionen von Teilchen mit Spin 1.

Da die Beschreibung der obigen Größen in allen möglichen Koordinatensystemen zu weit führen würde, sind sie alle im wesentlichen auf die in der Madison-Konvention festgelegten Helizitäts-Systeme bezogen (mit Ausnahme von Wolfenstein) und in der folgenden Tabelle 2 dargelegt.

Meßgröße	Konvention bzw. Autor	sphärischer Tensor	kartesischer Tensor
Polarisation	Madison Ohlsen Simonius	t_{kq}^c, t_{kq}^d t_{kq}	p_i p_i
Analysierstärke	Madison Simonius Ohlsen	T_{kq}^{a*}, T_{kq}^{b*} t^{kaqa}, t^{kbqb}	A_i A_i A_i
Polarisations-transfer	Simonius Ohlsen	$t_{kdqa}^{kaqa} t_{kcqb}^{kbqb}$	$K_i^k K_j^l$
Depolarisation	Simonius Ohlsen	$t_{kcqc}^{kaqa} t_{kdqd}^{kbqb}$	$D_i^l D_j^k$
Spin-Korrelation	Simonius Raynal Ohlsen Wolfenstein	$t^{kaqa} t^{kbqb} t_{kcqc} t_{kdqd}$	A_{ij} $C_{ij} C^{kl}$ C_{NN}, C_{KP}

Meßgröße	Konvention bzw. Autor	sphärischer Tensor	kartesischer Tensor
Polarisations- tensor (Analysier- stärketensor)	Simonius Ohlsen	$t_{kc}^{ka} t_{kb}^{kb}$ $t_{kd}^{ka} t_{qd}^{kb}$ usw.	c_{ij}^k, c_{ij}^l usw.
Polarisations- korrelation	Simonius Ohlsen	$t_{kc}^{ka} t_{qd}^{kb}$ $t_{kc}^{ka} t_{qd}^{kb}$	c_{ij}^{kl}

mit $i, j = x, y, z$
 $k, l = x', y', z'$

Bei der Darstellung von Simonius gehören die oberen Indices der t zu den oder dem Teilchen im Eingangskanal, die unteren zu denjenigen des Ausgangskanals. Bei den T ist es gerade umgekehrt. Bei Ohlsen geben die unteren Indices die Polarisationen bzw. Korrelationen im Eingangskanal und die oberen im Ausgangskanal an. Weitere Darstellungsmöglichkeiten mittels den allgemeinsten Polarisationskoeffizienten stammen von Simonius (71) und Robson (72).

In der folgenden Tabelle 3 stellt jede Spalte einen definierten Eingangspinzustand des Zwei-Nukleon-Systems dar und jede Zeile gibt eine charakteristische Größe wieder, die beim Streuprozess gemessen werden kann. Der Index i gibt die Komponente der Eingangspolarisation des einlaufenden Teilchens im Projektil-Helizitäts-System wieder, ebenso wie j die Komponente der Polarisation des Targets; k bezeichnet die gemessene Polarisationskomponente des gestreuten Teilchens im Reaktant-Helizitäts-System ebenso wie l die gemessene Polarisation des Rückstoßteilchens im gleichen System ist.

Jedes Experiment ist dabei durch einen Buchstaben (Spalte) und eine Ziffer (Zeile) beschrieben, z.B. bedeutet B 2 die Messung der Komponenten des Depolarisationstensors bei der Streuung eines polarisierten Strahls an einem unpolarisierten Target bei gleichzeitig gemessener Polarisation des gestreuten Teilchens.

Nicht alle Experimente in dieser Tabelle 3 sind verschieden. Einige sind identisch aufgrund von Symmetrieeigenschaften, z.B. $A_2 = A_3$, $B_1 = C_1$, $B_4 = C_4$, $D_2 = D_3$, $B_2 = C_3$. Bei identischen Teilchen (z.B. p-p-Streuung) bestimmen die Experimente B2 und B3 die Größen von B2 für die Supplementwinkel θ und $\pi - \theta$; gleiches gilt für C3 und C2. Aufgrund der Zeitumkehrinvarianz der M-Matrix sind außerdem alle Experimente, welche symmetrisch zur Hauptachse (links oben nach rechts unten) der Tabelle liegen identisch (A_2 und B_1 , A_4 und D_1 etc.). Die eigentlich unabhängigen Experimente sind durch an + gekennzeichnet (für identische Teilchen).

Gemessene Größen	Eingangsspinzustand			
	A	B	C	D
	unpol.Strahl unpol.Target	pol. Strahl unpol.Target	unpol.Strahl pol. Target	pol. Strahl pol. Target
1 Wirkungs- querschnitt	σ_0 +	$A_i^{(1)}$	$A_i^{(2)}$	C_{ij} +
2 Polarisation des gestreuten Teilchens	P_i +	D_j^k +	K_i^k	C_{ij}^k
3 Polarisation des Rückstoß- teilchens	P_j	K_j^l +	D_i^l	C_{ij}^l
4 Polarisations- korrelationen	C^{kl}	C_j^{kl} +	C_i^{kl}	C_{ij}^{kl} +

Tabelle 3: Zusammenstellung der möglichen Experimente der Nukleon-Nukleon-Streuung

mit $i, j = x, y, z$ (1) Strahl polarisiert

$k, l = x', y', z'$ (2) Target polarisiert

C) Zusammenhang der Spinkorrelationskoeffizienten A_{ij} und C_{nn}, C_{kp}

$$C_{nn}(\theta) = A_{yy}(\theta) ,$$

$$C_{kp}(\theta) = \frac{1}{2} \sin \theta [A_{zz}(\theta) - A_{xx}(\theta)] + \cos \theta A_{zx}(\theta) ,$$

$$A_{xx}(\theta) = -\sin \theta C_{kp}(\theta) + \cos^2 \frac{1}{2} \theta C_{kk}(\theta) + \sin^2 \frac{1}{2} \theta C_{pp}(\theta) ,$$

$$A_{zz}(\theta) = \sin \theta C_{kp}(\theta) + \sin^2 \frac{1}{2} \theta C_{kk}(\theta) + \cos^2 \frac{1}{2} \theta C_{pp}(\theta) ,$$

$$A_{zx}(\theta) = \cos \theta C_{kp}(\theta) + \frac{1}{2} \sin \theta (C_{kk}(\theta) - C_{pp}(\theta)) .$$

Anhang K

Literaturverzeichnis

- 1) S.M. Bilenky, L.I. Lapiclus, R.M. Rynd in Soviet Physics Uspekhi
Vo. 7 (1965) S 721
- 2) M. Borghini, P. Roubeau, C. Ryter, Nucl. Instr. and Methods 49 (1967)
S 248
- 3) Proceedings of the International Conference on Polarized Targets and
Ion Sources, Saclay, France, 1966
- 4) M. Borghini, O. Chamberlain, R.Z. Fuzesy, W. Gorn, C.C. Morehouse,
T. Powell, P. Robrish, S. Rock, S. Shannon, G. Shapiro, H. Weisberg,
Nucl. Instr. and Methods 84 (1970) S 168
- 5) A.D. Krisch, Proceedings of the Fourth International Symposium on
Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich 1975, S 41
- 6) A. Abragam et al. Phys. Letters 2 (1962) S 310
- 7) M. Chapellier, D. Garreta, J. Krisch, Proc. Karlsruhe Symp. (1965) S 126
P. Catillon, M. Chapellier, D. Garreta, idem S 293
- 8) P. Catillon, M. Chapellier, D. Garreta, Proc. Gattinburg Conf. (1966)
- 9) C.D. Jeffries, "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions",
Madison 1970, S 351
- 10) P.J. Bendt, J.A. Jackson, J.C. Martin, T.R. Roberts, J.E. Simmons,
Nucl. Instr. and Methods 83 (1970) S 201
N. Berovic, C.J. Clews, R.L. Maugham, P.M. Rolph, Nucl. Instr. and
Methods 113 (1973) S 417
- 11) M. Simmons, Lectures Notes in Physics 30 (1973) 538
- 12) F. Lehar, P. Winternitz, Fortschritte der Physik 15 (1967) S 495
- 13) M.I. Shirokov, Soviet Physics JETP Vol. 6 (1957) S 748

- 14) H.P. Stapp, T.J. Ypsilantis, Phys. Rev. 105 (1957) S 302
- 15) W. Köhler, Vorlesung WS 1977/78 Uni. Erlangen "Streuung von Teilchen mit innerer Struktur"
- 16) L.S. Rodberg, R.M. Thaler: "Introduction to the Quantum Theory of Scattering", Academic Press, New York 1967
- 17) A.G. Sitenko, "Lectures in Scattering Theory", Pergamon Press, Oxford 1971
- 18) J. Raynal, Nuclear Physics 28 (1961) S 220
- 19) U. Fano, Rev. Modern Phys. 29 (1957) S 74
- 20) T. Mayer-Kuckuck, "Physik der Atomkerne", B.G. Teubner Stuttgart 1970
- 21) L. Wolfenstein and J. Ashkin, Phys. Rev. 85 (1952) S 947
- 22) R.H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A 65, S 175 (1952)
- 23) M.H. MacGregor, M.J. Moravosik, H.P. Stapp, Am. Rev. Nucl. Sci. 10, S 291
- 24) L. Puzikov, R. Ryndin, J. Smorodinsky, Soviet Physics JETP Vol. 5 (1957) S 489
- 25) C.R. Schuhmacher, H.A. Bethe, Phys. Rev. 121 (1961) S 1534
- 26) J. Blatt, L. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24, S 258 (1952)
- 27) A.M. Baldin, V.I. Goldansky, I.D. Rosental, Kinematica yadernych reakcii (1959)
- 28) J. Iwadare, S. Obiki, R. Tamagaki, W. Watari, Progr. Theor. Phys. 16, S 455 (1956)
- 29) M.S. Sher, P. Signell, L. Heller, Am. of Physics 58, S 1 (1970)
- 30) R.A. Arndt, R.H. Hackman, L.D. Roper, Phys. Rev. C 9, S 555 (1974)
- 31) J.P. Naise, Nuclear Physics A 278 (1977) S 506

- 32) M.H. MacGregor, R.A. Arndt, R.M. Wright, Phys. Rev. 179 (1969) S 1624
- 33) M.L. Goldberger, M.T. Grisaru, S.M. MacDowell, D.Y. Wang, Phys. Rev. 120, S 2250 (1960)
- 34) M.L. Goldberger, R. Oehme, Am. Phys. (N.Y.) 2, S 226 (1957)
- 35) N.P. Klepikov, Zh. eksper. teor. fiz., 47, S 757 (1964)
- 36) H.A. Bethe, Am. Phys. 3, S 190 (1958)
- 37) S.M. Bilenky, R.M. Ryndin, Physics Letters 6, S 217 (1963)
- 38) R.J.N. Phillips, Nuclear Physics 43, S 413 (1963)
- 39) J.S.C. McKee, Lecture Notes in Physics 30 (1973) S 88
- 40) J.L. Gammel, R.S. Christian, R.M. Thaler, Phys. Rev. 105 (1957) S 311
- 41) K. Kutschera, H. Kuiper, D. Kröniger, B. Seidler, Nuclear Physics A 183 (1972) 593
- 42) K. Kutschera, H. Kuiper, D. Kröniger, K. Frank, B. Seidler, Nuclear Physics A 183 (1972), 601
- 43) (Fe 72) J.H. Feist, Diplomarbeit 1972, Erlangen
- 44) (Ei 77) M. Eisend, Diplomarbeit 1977, Erlangen
- 45) (Sc 76) H. Schnabel, Zulassungsarbeit, Erlangen 1976
- 46) M. Eisend, K. Frank, J. Kollmann, D. Kröniger, H. Kuiper, K. Kutschera, H. Obermeyer, B. Seidler, Nuclear Instr. and Methods 140 (1977) 227
- 47) P. Catillon, M. Chapellier, D. Garreta, Nuclear Physics B2 (1967) 93
- 48) D.A. Hill, J.B. Ketterson, R.C. Miller, A. Maretti, R.C. Niemann, L.R. Windmiller, A. Yokosawa, Phys. Rev. Letters 23 (1969) 460
- 49) Computerprogramm SKAT und EL0S, H. Kuiper, Erlangen 1976
- 50) (Ko 77) J. Kollmann, Diplomarbeit, Erlangen 1977

- 51) (Ku 71) K.H. Kutschera, Doktorarbeit, Erlangen 1971
- 52) H. Kuiper, J. Diekamp, K. Frank, D. Kröniger, K. Kutschera, B. Seidler, Nuclear Instr. and Methods 98 (1972) 151
- 53) A. Abragam, M. Borhini, Compt. Rend., 225, S 1343 (1962)
- 54) Verhandlungen DPG (VI) 13, Messung der Komponente A_{yy} des Spinkorrelationstensors für p-p-Streuung bei 10 MeV
- 55) 8th International Conference: Few Body Systems and Nuclear Forces, Graz 1978
- 56) J. Chauvin, D. Garreta, M. Fruneau, Nuclear Physics A 247 (1975) 335
- 57) H. Kuiper, Z. Physik 232, S 325 (1970)
- 58) Computerprogramm FLEX, H. Kuiper, Erlangen 1978
- 59) J.D. Hutton, W. Haeberli, L.D. Knutson, P. Signell, Phys. Rev. Letters 35, S 429 (1975)
- 60) 8. International Conference: Few Body Systems and Nuclear Forces, Graz 1978, private communication, G. Thomas, ANL, Argonne, Illinois, USA
- 61) (Ob 75) H. Obermeyer, Diplomarbeit, Erlangen 1975
- 62) G.G. Ohlson, P.W. Keaton, Nucl. Instr. and Methods 109 (1973) S 41
- 63) (We 74) H. Weiß, Zulassungsarbeit, Erlangen 1974
- 64) R.M. Sternheimer, "Methods of Experimental Physics" Vol. 5, Nucl. Phys. CL.C.L. Yuan and C.S. Wu eds.), New York 1961, p 73
- 65) H.A. Bethe and J. Ashkin, "Experimental Nuclear Physics" (E. Segrè, ed.) Vol 1, p 282, New York 1953
- 66) H. Kuiper, J. Diekamp, K. Frank, D. Kröniger, K. Kutschera, B. Seidler, Nucl. Instr. and Methods 98, S 151 (1972)

- 67) P.J. Bendt, J.A. Jackson, J.C. Martin, T.R. Roberts, J.E. Simmons,
Nucl. Instr. and Methods 83, S 201 (1970)
- 68) P. Dragischesku, W.J. Luschikov, W.G. Nikolenko, U.W. Taran,
F. Shapiro, IJAJ,P-1797 Dubna (1964)
- 69) Proc. of Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison 1970
- 70) G.G. Ohlsen, Rep. Progress in Physics 35 (1972) S 717
- 71) Lecture Notes in Physics 30, Springer-Verlag (1973) S 38
- 72) A. Robson, "The Theory of Polarization Phenomena", Oxford Studies in
Physics (1974)

Diese Arbeit entstand am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Kuiper, dem Leiter der Forschungsgruppe, der durch sein tatkräftiges Interesse und seine rege Mitarbeit am Projekt wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Herrn Prof. Dr. J. Christiansen danke ich für das langjährige fördernde Interesse.

Nicht vergessen werden darf an dieser Stelle die Unterstützung durch die vielen Mitarbeiter in der Gruppe "Polarisiertes Target". Es waren und sind dies: Dipl.-Phys. Dr. K. Kutschera, Dipl.-Phys. Dr. D. Kröniger, Dipl.-Phys. B. Seidler, Dipl.-Phys. H. Obermeyer, Dipl.-Phys. G. Kordas, Dipl.-Phys. J. Diekamp, Dipl.-Phys. H. Tischner, Dipl.-Phys. J. Kollmann, Dipl.-Phys. M. Eisend, Lehramtskandidat G. Ruhmann, Lehramtskandidat R. Schmelzer, Lehramtskandidat M. Krautwurst, Diplomand E. Witzgall. Ohne ihre Hilfe wäre die Durchführung der Experimente nicht möglich gewesen. Herzlichen Dank an dieser Stelle.

Für die Unterstützung und Diskussion bei elektronischen Problemen bedanke ich mich bei Dr. Wangler, ebenso bei Dr. W. Köhler und Dr. W. Kretschmer für die Ansprache bei Fragen der Nukleon-Nukleon-Streuung.

Bei den Herren Muhr, Nickel, Harrer und Merkel bedanke ich mich stellvertretend für die tatkräftige Unterstützung durch die Werkstatt und das technische Personal.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat durch die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln das Projekt wesentlich gefördert.

L E B E N S L A U F

Klaus Gerhard	F r a n k
geboren am :	11.04.1942
in :	8500 Nürnberg
Eltern :	Prokurist Hans Frank und Ehefrau Kunigunde Frank, geb. Gradl
Familienstand:	ledig
Schulen :	1948 - 1951 Volksschule in Nürnberg 1951 - 1953 Volksschule in Heroldsberg 1953 - 1963 Realgymnasium Nürnberg, Am Egidienberg
Wehrdienst :	1963 - 1965
Studium :	1965 - 1971 Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg
Prüfungen :	30.04.1968 Diplom-Vorprüfung in Physik 27.01.1971 Diplom-Hauptprüfung in Physik
Stellungen :	15.03.1971 - 31.12.1977 Wissenschaftlicher Angestellter ab 01.01.1978 Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990